SÉRIE A, N° 3847
N° D'ORDRE :
4698

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Joseph GUIDINI

PREMIÈRE THÈSE

Mesure des sections efficaces d'échange de charge et de dissociation des ions H_2^+ dans une large gamme d'énergie (25 - 250 keV)

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 1962 devant la Commission d'examen

MM, F. PERRIN — Président

P. GRIVET, J. TEILLAC — Examinateurs

J. YVON — Invité

SÉRIE A, N° 3847
N° D'ORDRE :
4698

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Joseph GUIDINI

PREMIÈRE THÈSE

Mesure des sections efficaces d'échange de charge et de dissociation des ions H_2^+ dans une large gamme d'énergie (25 - 250 keV)

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN devant la Commission d'examen

MM, F. PERRIN — Président

P. GRIVET, J. TEILLAC — Examinateurs

J. YVON — Invité

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ..... ZAMANSKY

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées
PERES	T	Mécanique des fluides et applications
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité
MONNIER	T	Physiologie Générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du Globe
Mlle COUSIN	T	Biologie Animale (SPCN)
CHRETIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIERE	T	Géologie SPCN et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie Vég. (P.C.B.)
LUCAS R.	T	Recherches Physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique exp. des Fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Botanique
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (SPCN)
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Biologie Générale (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des Nombres
QUELET	T	Chimie Organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électromique
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories Physiques
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minéralogie et Cristallog.
J.P. MATHIEU	T	Physique (Optique)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie
FELDMANN	T	Biologie Végétale marine
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des Probabilités et Physique mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.)
BRELOT	T	Calcul diff. et intégral
NORMANT	T	Synthèse organique générale
BENARD	T	Chimie Minérale
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie Végétale
MARECHAL	T	Optique théorique et Appl.
KIRRMANN	T	Théories Chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutri.
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Applic. de l'analyse à la géométrie
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie Comp.
EHRESMANN	T	Topologie Algébrique
FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.)
GLANGEAUD	T	Géographie phys. et Géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
PISOT	T	Tech. Mathém. de la Phys.
ROCH	T	Géologie
SCHATZMAN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratig.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.)
RIZET	T	Génétique (Orsay)
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
Mme TONNELAT	T	Physique Théorique
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechnique géné.
BRUSSET	T	Chimie systématique
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme CHAIX	T	Chimie biologique
Mme HUREL-PY		Biologie Végétale (PCB)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.)
BRUN	T	Mécan. théorique des Fluides
LEDEREK	T	Chimie biologique
Mme DUBREIL	T	Mathém. (Agrégation)
Mme LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)
COTTE	T	Physique électricité
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)
MICHEL A.	T	Chimie Minérale (Orsay)
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER		Physiologie comparée
CAMUS		Physiologie Vég. BMPV
CASTAING	T	Physique (Orsay)
CURIEN	T	Minéralo. et Cristallog.
MOYSE	T	Physiologie Végé. (Orsay)
NOIROT		Evolution des Etres Org.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay)
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie théorique
TEILLAC	T	Physique Nucl. et Radioactivité
TONNELAT	T	Biologie Physico-chim.
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART		Chimie (P.C.B.)
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches Physiques
GUINOCHET	T	Biol. Vég. SPCN (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
Mlle JOSIEN	T	Chimie S.P.C.N.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Electronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathématiques Géné. Orsay
GERMAIN	T	Mécan. théor. des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD	T	Chimie Physique
BERTHELOT	T	Phys. Fondamentale des Hautes Energies (Orsay)
BRICART	T	Météorologie et phys. de l'Atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD		Psychophysiologie
FRIEDEL		Physique des Solides (Ors)
M. JULIA		Etudes des Moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biol. Animale (SPCN) Orsay
MAGAT		Physico-chimie des radioéléments
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOD	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiol. Anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAISSINSKY	T	Radiochimie
LEMEE	T	Physiol. Vég. BMPV (Orsay)
GUERIN	T	Chimie M.P.C. (Orsay)
CHATELET M.		Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay)
MATTLER	T	Physique S.P.C.N.
MICHEL L.		Phys. Théor. des Htes Energies (Orsay)
BERGERARD		Zoologie (Orsay)
BERTEIN		Electronique (Orsay)
BOUISSIERES		Chimie des Radioéléments (Orsay)
Mme COUTURE		Thermodynamique et Méc. Physique
ELLENBERGER		Géologie appli. s/le terr.
FRANC		Biol. Animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay)
STOLKOWSKI		Physiologie générale
ACHER		Chimie Biol. (Orsay)
BAUDOIN		Biologie animale P.C.B.
BEAUMONT		Biologie animale SPCN
BLAMONT		Géophysique Ionosphère
BOURREAU		Botanique
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA		Géologie
FREON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER		Physiologie végétale
TORTRAT		Calcul des Probabilités
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.)
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. Théor. et à la Phys. Nucléaire
Mlle FOURCHOY		Biol. Végétale (SPCN)
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Méc. Analytique et Méc. céleste
Mlle VEIL		Physiologie Générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Mécan. Phys. et Expérim.
LACOMBE	T	Métallur. des métaux Nucl.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale
LESIEUR	T	Mathématiques MPC (Orsay)
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay)
CAIRE		Géographie phys. et Géol. Dynamique
COMOLET		Mécanique des Fluides
CORABOEUF		Physiologie Animale
DELLOUE		Physique de l'exosphère
GORENFLOT		Botanique II (Orsay)
HOUILLON		Biologie Animale P.C.B.
JULLIEN J.		Chimie P.C.B.
MALGRANGE		Tech. Math. de la Phys.
OLIVIER		Antropologie
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay)
BLANC-LAPIERRE		Physique ENS. (Orsay)

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

REMERCIEMENTS

Avant d'exposer les résultats de notre travail nous désirons exprimer notre reconnaissance à tous ceux qui nous ont apporté conseils, aide et encouragements au cours de son développement.

a) Monsieur le Professeur Francis Perrin, Haut-Commissaire à l'Energie Atomique, nous a fait le grand honneur de bien vouloir présider le jury ; qu'il veuille bien trouver ici l'expression de notre très vive gratitude. Monsieur le Professeur Pierre Grivet qui a bien voulu assurer le patronnage scientifique de cette thèse ; nous lui en sommes très reconnaissants.

b) Monsieur J. Yvon Directeur de la Physique et des Piles atomiques au Commissariat à l'énergie Atomique s'est vivement intéressé à notre travail ; qu'il veuille bien accepter nos remerciements et le témoignage de notre respectueux dévouement.

Ces recherches ont été réalisées dans le sein du service de Physique Appliquée, dans les laboratoires de la section d'Ionique Générale. Nous tenons à remercier Monsieur S. D. Winter chef du service et Monsieur J. Taillet chef de la section qui ont bien voulu accepter que ces recherches fassent l'objet de la présente thèse.

c) Monsieur le Professeur Michel Yves Bernard qui s'est beaucoup intéressé à ce travail a bien voulu nous conseiller lors de la rédaction définitive ; nous l'en remercions bien vivement.

Enfin nous nous faisons un plaisir de remercier tous ceux avec lesquels nous avons été en contact journalier depuis le début de ce travail et qui ont permis sa réalisation ; principalement M. M. Théodore Sinda et Guy Watel qui ont participé à la construction de l'appareillage et au dépouillement des résultats.

Une mention toute particulière doit être faite à Monsieur C. Manus pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons pu avoir. Il n'a cessé de montrer le plus vif intérêt pour le détail des travaux expérimentaux. Nous le remercions aussi pour la lourde tâche de supervision qu'il a assumée et pour son aide cordiale de tous les instants. Nous remercions Monsieur R. Belna qui a pris part aux travaux et nous a aidé dans la correction des épreuves.

d) Il nous est particulièrement agréable d'adresser nos remerciements et notre reconnaissance au comité de gestion de l'association Euratom-CEA, et à Monsieur G. Vendryes chef du groupe de recherches sur la fusion contrôlée de l'association ci-dessus, qui ont bien voulu nous accorder les crédits nécessaires à cette réalisation et autoriser la publication des résultats.

INTRODUCTION

I - REACTIONS ENTRE ATOMES, MOLECULES ET IONS -

Le passage d'un faisceau de particules rapides dans une cible gazeuse donne lieu à des réactions variées qui intéressent à la fois les particules de la cible et celles du faisceau.

On peut les classer de la manière suivante :

a) Les collisions "élastiques" qui ont pour effet de modifier la trajectoire et l'énergie des particules incidentes ; elles provoquent aussi la mise en mouvement des particules cibles.

b) Les collisions "superélastiques" qui se produisent avec une particule cible excitée. Au cours de la collision cette particule se désexcite et l'énergie ainsi libérée est transmise à la particule incidente.

c) Les collisions "radiatives" au cours desquelles il apparaît un rayonnement électromagnétique sans modification de nature ou d'état de charge des particules.

d) Les collisions "inélastiques" qui ont pour résultat de modifier la nature et l'état de charge des particules.

Nous avons étudié les collisions inélastiques qui prennent naissance au cours du passage d'ions hydrogène moléculaires H_2^+, d'énergie comprise entre 25 et 250 keV, à travers différents gaz cibles ; seules les modifications de la nature des ions incidents ont été envisagées, mais au cours de l'étude nous avons observé et mesuré la diffusion angulaire des particules formées.

En désignant par A la particule cible, et en soulignant les particules rapides, on peut donner la description suivante des principales réactions auxquelles on assiste.

a) La réaction de dissociation qui donne naissance à un proton et un atome neutre.

$$\underline{H_2^+} + A \longrightarrow \underline{H_1^+} + \underline{H_1^\circ} + A$$

b) La réaction d'ionisation dans laquelle l'électron de l'ion moléculaire incident est arraché. On observe alors la formation de deux protons :

$$\underline{H_2^+} + A \longrightarrow \underline{H_1^+} + \underline{H_1^+} + e + A$$

c) La réaction d'échange de charges dans laquelle l'ion moléculaire incident capture un électron appartenant à la particule cible pour se transformer en une molécule neutre. La particule cible se transforme alors en un ion lent.

$$\underline{H_2^+} + A \longrightarrow \underline{H_2^\circ} + A^+$$

La particule neutre formée peut se dissocier, on observe alors une autre réaction d'échange de charge :

$$\underline{H_2^+} + A \longrightarrow \underline{H_1^\circ} + \underline{H_1^\circ} + A^+$$

nous n'écrirons pas toujours les particules cibles par la suite.

II - NOTION DE SECTION EFFICACE -

La probabilité d'apparition de chacune de ces réactions, caractérisée par une constante, (fonction seulement de l'énergie des ions H_2^+) a reçu le nom de section efficace de la réaction envisagée.

Considérons un faisceau parallèle de particules passant à travers un milieu matériel comprenant n particules cibles par centimètre cube.

Appelons Φ_o le flux de particules incidentes. A la suite de collisions certaines de ces particules se transforment ; soit $\Delta\Phi$ le flux de particules d'un certain type qui prennent naissance au cours d'un parcours Δl dans le milieu.

Si Φl est le flux de particules n'ayant pas subi le type de collisions précédent dans le parcours Δl, on a :

$$\Delta\Phi = \Phi_o - \Phi l$$

équation qui permet de mesurer $\Delta\Phi$ en pratique.

Dans ces conditions on observe expérimentalement que la quantité $\Delta\Phi$ est proportionnelle au flux de particules initial, à la densité particulaire et à la longueur du milieu cible. On peut écrire :

$$\Delta\Phi = \sigma \; n \; \Phi_o \; \Delta l$$

Le coefficient de proportionnalité σ a les dimensions d'une surface, on l'appelle section efficace de la réaction envisagée.

En assimilant les accroissements $\Delta\Phi$ et Δl à des différentielles on obtient par intégration de l'équation précédente, la loi de variation du flux de particules initiales en fonction de la distance l parcourue dans le milieu cible, soit :

$$\Phi_l = \Phi_o \; e^{-nl\sigma}$$

on en déduit immédiatement :

$$\Delta\Phi = \Phi_o \; [1 - e^{-nl\sigma}]$$

Toutes les grandeurs contenues dans cette équation étant mesurables nous pouvons déterminer σ:

$$\sigma = -\frac{1}{nl} . \; \mathrm{Log}\left[1 - \frac{\Delta\Phi}{\Phi_o}\right]$$

III - IMPORTANCE DES RESULTATS POUR LA REALISATION DE MACHINES THERMONUCLEAIRES -

Le développement de certaines machines thermonucléaires à injection (D.C.X. - O.G.R.A.) nécessite la connaissance des sections efficaces de dissociation des ions H_2^+ sur divers milieux neutres et ionisés.

Dans ces machines le confinement des particules est assuré par un champ magnétique dont l'intensité, constante le long d'un cylindre droit est renforcée aux deux extrémités de ce cylindre de manière à constituer deux miroirs magnétiques. (bouteilles magnétiques).

Dans une telle configuration de champ une particule chargée possédant une certaine énergie se déplace en première approximation sur une trajectoire hélicoïdale dans la région de champ constant.

Ce mouvement la conduit jusqu'à l'extrémité du cylindre où le renforcement du champ magnétique la réfléchira si la condition suivante est remplie :

$$\left(\frac{v_o}{v_1}\right)^2 < \frac{H_1}{H_o}$$

dans laquelle :

H_1 et H_o sont les valeurs du champ magnétique, respectivement dans partie uniforme et dans partie renforcée.

v_o = grandeur de la vitesse de la particule.

v_1 = composante perpendiculaire au champ magnétique, dans la partie centrale, de la vitesse.

Pour que la particule précédente puisse se déplacer sur la trajectoire qui a été décrite, elle doit être produite à l'intérieur du champ magnétique, car il est clair que la condition de piégeage qui l'empêche de sortir l'empêche également d'entrer. Il suffit de renverser le sens du temps, pour constater que la particule est nécessairement dans le piège depuis un temps infini. Pour parvenir à ce résultat un procédé consiste à injecter des ions moléculaires, qui en se dissociant à l'intérieur de la machine donnent naissance à des protons possédant une quantité de mouvements égale à la moitié de celle des ions primaires. Ainsi le rayon de Larmor des protons n'étant plus que la moitié de celui des ions primaires, ils se trouvent capturés.

La dissociation se fait par collisions avec les molécules de gaz résiduel dans les machines de type O.G.R.A. ou bien par collisions sur les particules ionisées d'un arc longitudinal dans les machines du type D.C.X.

Dans le premier cas on peut montrer que pour un courant d'ions moléculaires injectés qui dépasse une certaine valeur dite critique, il se produit une transformation totale du gaz neutre en milieu entièrement ionisé. La valeur de ce courant critique est définie par l'expression :

$$I_c = \frac{1}{4} \frac{\sigma_e}{\sigma_d^2} v \frac{V}{L^2}$$

dans laquelle :

V = volume de la machine

v = vitesse des ions

L = longueur du parcours de l'ion H_2^+ avant de retomber sur l'injecteur

σ_e = section efficace d'échange de charge des protons sur H_2

σ_d = section efficace de dissociation des ions H_2^+ sur H_2.

Dans le cas de la première machine O.G.R.A. présentée en 1958, ce courant est de l'ordre de 200 mA pour des ions H_2^+ d'énergie 200 keV si on adopte les valeurs de Fedorenko, pour σ_e et σ_d.

Cette formule montre que le courant critique dépend du carré de la valeur de la section efficace de dissociation. On comprend donc l'intérêt qui s'attache à la détermination précise de cette grandeur.

D'autre part lorsque le gaz résiduel a été entièrement ionisé la dissociation ne se produit plus par collision avec des particules neutres mais avec des ions, et il est important d'étudier ce type de réaction .

La détermination expérimentale des valeurs de section efficace de dissociation a été entreprise dans divers laboratoires depuis une dizaine d'années.

Nous allons donner un bref aperçu de l'historique des recherches effectuées.

IV - VUE D'ENSEMBLE SUR LES RECHERCHES DEJA EFFECTUEES -

A - Travaux de N.V. Fedorenko [10].

Cet auteur décrit en 1954 un appareil permettant d'étudier le comportement d'un faisceau de particules chargées passant à travers un gaz. (Fig. 1).

Cet appareil se compose essentiellement des éléments suivants :

1/ Un analysateur magnétique produisant un faisceau d'ions homogène en composition et en énergie.

2/ Une chambre cible dans laquelle des collisions se produisent entre les ions du faisceau primaire et les particules du gaz. Une pression de l'ordre de 10^{-3} mm de mercure est maintenue dans la chambre cible au moyen d'un pompage différentiel.

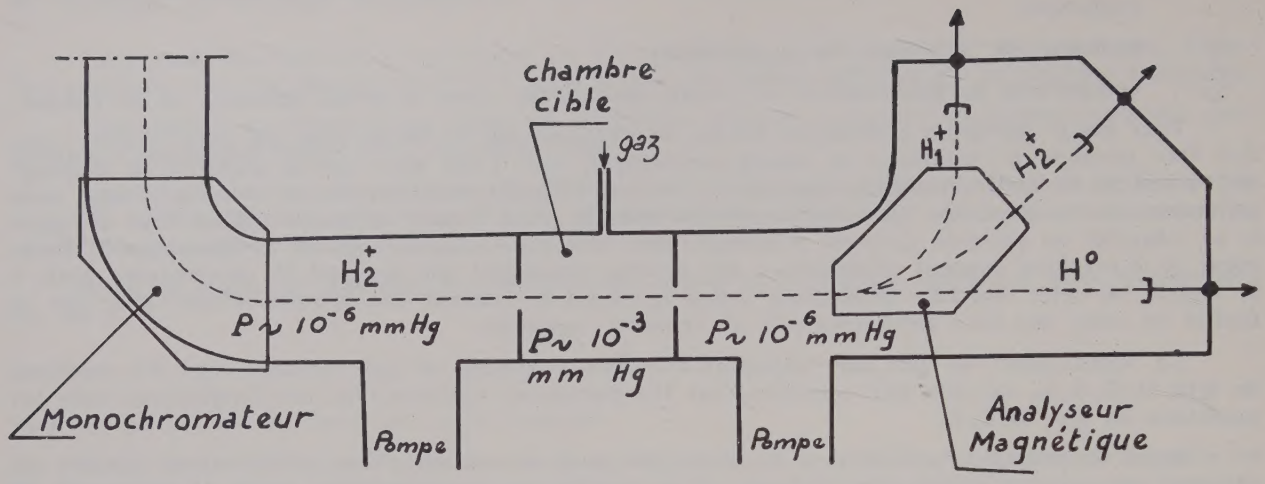


Figure 1 - Principe de l'appareil.

3/ Un analyseur magnétique qui analyse le faisceau d'ions sortant de la chambre en fonction de la quantité $\frac{mv}{e}$.

Grâce à la variation du champ magnétique analyseur on peut envoyer sur un collecteur, soit les particules primaires n'ayant pas subi d'intéraction, soit d'autres particules formées par les réactions du faisceau sur le gaz cible. Dans le cas d'un faisceau primaire constitué par des ions H_2^+ la réaction de dissociation suivante a été étudiée :

$$H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ$$

D'autres réactions possibles, n'ont pas été envisagées. Les mesures ont été faites pour des ions H_2^+ d'énergie comprise entre 5 et 30 keV.

La section efficace de dissociation trouvée est de l'ordre de 10^{-16} cm^2/atome pour des ions H_2^+ de 30 keV passant dans l'hydrogène.

Ces mesures ont été reprises par le même auteur en 1959 dans une gamme d'énergie plus étendue, comprise entre 5 et 180 keV. La même méthode a été utilisée mais les résultats trouvés sont un peu différents des précédents. Pour une énergie de 30 keV la valeur de la section efficace est de l'ordre de $1,5\ 10^{-16}$ cm^2/atome.

B - Travaux de K.K. Damoradan [8].

En 1957 cet auteur décrit une méthode permettant d'étudier le passage d'ions H_2^+ à travers des gaz neutres pour des énergies comprises entre 100 et 200 keV. Il considère que les réactions qui se produisent sur le gaz cible provoquent la dissociation des ions H_2^+ selon la réaction :

$$H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ$$

La séparation des divers composantes sortant de la chambre de collisions est obtenue au moyen d'un champ électrique. Les particules H_1^+ et H_2^+ sont dirigées vers des cages de Faraday, les courants produits étant mesurés à l'aide de galvanomètres.

Les particules neutres H_1° sont reçues sur la plaque sensible d'un thermocouple où, perdant leur énergie, il est possible de les dénombrer.

Ce dispositif permet la mesure simultanée de toutes les composantes, cela présente l'avantage d'éliminer les causes d'erreurs dues à des fluctuations d'intensité des ions H_2^+ au cours du temps.

Avec l'hypothèse que seule la réaction de dissociation est possible, les courants de particules chargées H_1^+ et neutres H_1° sont égaux. L'auteur élimine alors les erreurs de mesures en prenant pour le nombre de particules dissociées ($N_{H_1^+}$) la demi-somme :

$$N_{H_1^+} = \frac{1}{2}[N_{H_1^+} + N_{H_1^\circ}]$$

La section efficace de dissociation σ_d est ensuite calculée à partir de la relation :

$$\sigma_d = \frac{1}{n\,l}[\log\ 1 - Y]$$

avec :

$$Y = \frac{1}{2}\,\frac{N_{H_1^+} + N_{H_1^\circ}}{N_{H_2^+} + \frac{1}{2}[N_{H_1^+} + N_{H_1^\circ}]}$$

Dans cette expression :

n est la densité de particules dans la chambre de collisions de longueur l ;

$N_{H_1^+}$, $N_{H_2^+}$, $N_{H_1^\circ}$ les nombres de particules de diverses sortes.

L'ordre de grandeur de σ_d est de $1,5\ 10^{-16}$ cm^2/atome pour des ions H_2^+ de 100 keV passant dans l'hydrogène.

C - Travaux de C.F. Barnett [2].

En 1958 C.F. Barnett présente de nouveaux résultats de mesures. L'appareillage utilisé est identique aux précédents dans son principe ; il en diffère par le procédé utilisé pour mesurer le flux de particules neutres H_1°. Cette méthode de mesure est basée sur le fait que l'impact d'une particule neutre H_1° sur une cible provoque l'émission d'électrons secondaires. Si on connait le facteur d'émission secondaire du matériau constituant la cible, la mesure du flux de particules neutres sera possible.

L'auteur suppose que deux réactions sont importantes, ce sont :

1/ la dissociation $\quad H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ$

2/ l'ionisation $\quad H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^+ + e$

Ses mesures lui permettent de donner le "Working cross section" ou section efficace de production des particules chargées H_1^+. Ainsi les deux réactions ci-dessus n'ayant pas été séparées, les résultats obtenus sont directement comparables à ceux obtenus par les deux expérimentateurs précédents.

Ces résultats montrent une valeur de section efficace de production des particules H_1^+ de l'ordre de $3,5\ 10^{-17}$ cm^2/atome pour des ions H_2^+ de 30 keV passant dans l'hydrogène.

D - Travaux de D.R. Sweetman [28].

En 1959 D.R. Sweetman publie de nouveaux résultats expérimentaux. Cet auteur étudie les sections efficaces de dissociation, d'ionisation et d'échange de charge d'ions H_2^+ d'énergie comprise entre 100 et 800 keV traversant un gaz d'hydrogène.

Les quatre réactions suivantes sont envisagées :

$$1 \ldots\ldots H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ \ldots\ldots\ldots \sigma_1$$

$$2 \ldots\ldots H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^+ + e \ldots\ldots \sigma_2$$

$$3 \ldots\ldots H_2^+ \longrightarrow H_1^\circ + H_1^\circ - e \ldots\ldots \sigma_3$$

$$4 \ldots\ldots H_2^+ \longrightarrow H_2^\circ - e \ldots\ldots\ldots\ldots \sigma_4$$

Le principe de l'appareillage est identique mais la méthode de détection des particules utilisée permet la séparation des quatre réactions.

Le détecteur de particules est constitué par un scintallateur couplé à un photomultiplicateur et par un compteur numérique. Il permet à la fois d'enregistrer l'arrivée d'une particule sur le scintallateur et de mesurer son énergie.

La séparation entre les diverses réactions a été obtenue de la manière suivante :

a) séparation entre les réactions (1) et (2).

Ces deux réactions produisent des particules chargées H_1^+ qui sont dirigées par un champ magnétique analyseur sur un même détecteur. Toutefois l'énergie de la particule H_1^+ produite dans la première réaction n'est que la moitié de l'énergie de la paire de protons produite dans la deuxième réaction.

Ainsi la sélection en énergie des particules chargées H_1^+ permet de séparer les deux premières réactions.

b) séparation entre les réactions (3) et (4).

Elle se fait aussi en sélectionnant les particules suivant leur énergie, mais le détecteur est un peu plus complexe. Il comprend en plus une fente fine (0, 1 mm) devant le scintallateur. Ainsi les molécules neutres H_2° produites dans la quatrième réaction passeront à travers la fente et donneront une impulsion proportionnelle à leur énergie. Par contre les particules neutres H_1° produites dans la troisième réaction, étant en général séparées par une distance plus grande que 0, 1 mm, ne passeront pas ensemble à travers la fente ; une seule des deux passera et donnera une impulsion de hauteur moitié de l'impulsion donnée par la molécule H_2°.

Les particules neutres H_1° produites dans la première réaction donnent aussi une impulsion de hauteur moitié de celle donnée par la molécule H_2°.

Les valeurs des quatre sections efficaces sont alors obtenues par soustractions.

E - Travaux de H. Postma et al [21].

Enfin en 1960 Postma et al ont étudiés la dissociation des ions H_2^+ d'énergie comprise entre 200 et 600 keV passant à travers différents gaz.

La méthode utilisée est identique à celle de C. F. Barnett, (ces mesures ont d'ailleurs été faites dans le même laboratoire).

Ces auteurs considèrent deux réactions possibles :

1/ dissociation $\quad H_1^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ$

2/ ionisation $\quad H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^+ + e$

La séparation entre ces deux réactions est obtenue en supposant que les réactions d'échange de charge sont produites en nombre négligeable, (à haute énergie par exemple à 400 keV l'échange de charge ne représente que 3 % environ des réactions possibles).

Dans ces conditions, la mesure du flux de particules neutres H_1° (par la mesure du courant d'électrons secondaires déjà décrite à propos du travail de C. F. Barnett) sert à déterminer la section efficace de dissociation σ_d. La mesure du courant de particules chargées H_1^+ est proportionnelle à la somme $\sigma_d + 2\sigma_i$. On obtient la section efficace d'ionisation par différence.

V - TRAVAIL FAISANT L'OBJET DE CETTE THESE -

Les conclusions qui se dégagent de cette étude bibliographique peuvent se résumer ainsi :

1/ Les mesures, bien que les résultats divergent sont relativement fréquentes dans un domaine d'énergies élevées, supérieures à 100 keV. Les méthodes utilisées sauf celle de D.R. Sweetman n'ont pas permis la séparation des diverses réactions. L'écart observé entre les résultats extrêmes est d'environ 100 %.

2/ Dans une gamme d'énergies inférieures à 100 kev. les seuls résultats existants sont ceux de C. F. Barnett et N. V. Fedorenko.

Nous avons pu voir que les diverses réactions possibles n'ont pas été séparées. Mais la constatation la plus importante qui puisse être faite est que les résultats divergent en général d'un facteur 3 et même d'un facteur 5 environ par les mesures à 20 keV.

3/ Aucun résultat n'est publié en ce qui concerne les réactions qui prennent naissance au cours du passage d'ions H_2^+ à travers des milieux ionisés.

Etant donné leur importance il était donc désirable de reprendre ces mesures et de les prolonger.

Nous avons mesuré les sections efficaces de dissociation, d'ionisation et d'échange de charge pour des ions H_2^+ d'énergie comprise entre 25 et 250 keV passant à travers différents gaz. Les gaz étudiés sont l'hydrogène, l'hélium, l'azote et l'argon.

Nous avons aussi mesuré les sections efficaces de dissociation et d'ionisation pour des ions H_2^+ d'énergie 250 keV passant à travers un milieu ionisé constitué par des ions azote atomiques N_1^+. L'appareillage utilisé dérive de ceux qui ont été décrits mais les méthodes de mesures sont différentes.

A - Mesures avec des particules neutres.

La méthode reprise en détail par la suite peut se résumer ainsi :

Au cours du passage d'ions H_2^+ dans des gaz neutres, quatre réactions principales apparaissent :

$$(1)\ H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ \ldots\ldots\ \sigma_1$$
$$(2)\ H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^+ + e \ldots\ \sigma_2$$
$$(3)\ H_2^+ \longrightarrow H_1^\circ + H_1^\circ - e \ldots\ \sigma_3$$
$$(4)\ H_2^+ \longrightarrow H_2^\circ - e \ldots\ldots\ \sigma_4$$

Nous ne mentionnons dans cette écriture que les particules rapides sans nous préoccuper de ce qu'il advient des molécules ou atomes cible. Chaque réaction est caractérisée par sa section efficace σ_i.

Les produits des réactions (figurant aux deuxièmes membres des équations ci-dessus) sont analysés par un champ magnétique et dirigés sur des détecteurs à scintillations.

Comme ces détecteurs sont susceptibles d'enregistrer l'arrivée de 10^4 particules par seconde environ, l'intensité du faisceau primaire d'ions H_2^+ a été réduite à 10^{-15} A. Il en résulte que les problèmes d'optique électronique posés par la focalisation du faisceau primaire sont éliminés.

La séparation des produits des diverses réactions a été obtenue par deux méthodes de comptage.

a) première méthode :

Elle est identique à celle déjà décrite de D.R. Sweetman, les particules sont sélectionnées suivant leur énergie. Comme on le verra par la suite, cette méthode s'applique difficilement lorsque l'énergie des ions incidents H_2^+ est inférieure à 100 keV. Aussi pour effectuer des mesures à basse énergie (25 à 100 keV) une méthode originale basée sur la sélection des particules en coincidence a été utilisée.

b) deuxième méthode :

Le proton H_1^+ et l'atome neutre H_1° produits au cours de la première réaction proviennent du même ion moléculaire H_2^+.

Ils sont séparés par un champ magnétique analyseur et arrivent au même instant sur leur détecteur respectif.

Dans ces conditions, si on relie ces deux détecteurs à un ensemble de comptage numérique à coincidences il nous sera possible d'enregistrer les particules produites dans la première réaction. Comme il est également possible d'enregistrer tous les protons H_1^+, par différence on obtient le nombre d'entre eux qui ont été produits par la deuxième réaction.

Cette méthode nous a permis de faire des mesures dans une gamme d'énergie limitée inférieurement à 25 keV. Elle a été également utilisée pour des énergies des ions incidents supérieures à 100 keV. Dans ce cas la comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes décrites est excellente.

B - Mesures avec les particules chargées.

Pour étudier les réactions auxquelles on assiste lorsqu'un faisceau d'ions H_2^+ passe à travers un milieu constitué par des particules chargées, nous avions le choix entre deux méthodes expérimentales :

1/ Constituer un milieu cible sous la forme d'un plasma dense à température ionique suffisante pour qu'il n'y ait qu'un seul type d'ions et des électrons. Les méthodes de mesures utilisées étant identiques à celles décrites ; mais dans ce cas les réactions sont plus nombreuses car elles se produisent aussi bien avec les ions qu'avec les électrons. Les résultats sont difficiles à interpréter, c'est pourquoi dans un but de simplicité nous avons préférer la deuxième solution ci-dessous.

2/ Le milieu cible est constitué par un faisceau de particules chargées ; dans ce cas nous avons affaire à un phénomène pur.

A l'heure actuelle ce travail est en plein développement et nous en présenterons seulement quelques résultats dans le cas où les particules cibles sont des ions azote N_1^+ et les particules incidentes des ions H_2^+ d'énergie 250 keV aux fins de comparaisons avec les résultats obtenus dans le cas des cibles neutres.

La méthode de mesure utilisée ici n'est pas comme les précédentes une méthode de comptage : Les expériences sont conduites en utilisant un faisceau d'ions H_2^+ de l'ordre de 10^{-7} A et on détermine le nombre de particules ayant réagi en mesurant un courant.

Dans cette expérience la densité des ions N_1^+ est de l'ordre de 10^8 tandis que celle du gaz résiduel de l'ordre de 10^{11} ; d'autre part la distance parcourue par le faisceau H_2^+ dans le gaz résiduel est de l'ordre de 30 cm soit 10 fois plus que la distance parcourue dans le milieu ionisé. Par conséquent, avec des sections efficaces de même ordre de grandeur, les réactions sont 10^4 fois plus nombreuses sur le gaz neutre que sur le milieu ionisé.

Pour séparer les deux phénomènes nous avons utilisé le procédé bien connu de modulation qui consiste à pulser le faisceau de N_1^+. Ainsi le courant de particules dissociées se compose d'une partie constante due au gaz neutre et d'une partie modulée due au gaz ionisé. Un appareillage électronique permet de séparer la composante due au gaz ionisé.

Grâce à ces diverses techniques nous pouvons apporter de nouveaux résultats sur les paramètres suivants :

a) Les valeurs de σ_1, σ_2, σ_{3+4} pour des ions H_2^+ d'énergie comprise entre 25 et 250 keV passant à travers des gaz neutres d'hydrogène, d'hélium, d'azote et d'argon.

b) Les valeurs de σ_1 et σ_2 pour des ions H_2^+ d'énergie 250 keV passant à travers un milieu ionisé constitué par des ions azote N_1^+.

CHAPITRE I

DÉTECTION DE PARTICULES NEUTRES ET CHARGÉES

I - LE DETECTEUR A SCINTILLATIONS -

Les détecteurs de particules à scintillations ont été depuis quelques années, largement développés pour les besoins de la physique nucléaire (4-20). Presque toujours les particules à déceler et à dénombrer ont une énergie de l'ordre de 1 MeV par nucléon ou davantage.

Les mesures que nous nous proposions de faire nous ont mis en présence d'un double problème :

1/ Détection et comptage de particules d'énergie inférieure à 100 keV par nucléon.

2/ Discrimination de telles particules en fonction de leur énergie.

Un dispositif expérimental auxiliaire a été construit dans ce but. La méthode consiste à diriger un faisceau d'ions (par exemple des protons) d'énergie variable et d'intensité 10^{-15} A environ sur un scintillateur couplé à un photomultiplicateur, cet ensemble étant relié à un dispositif électronique de comptage (Fig. 2).

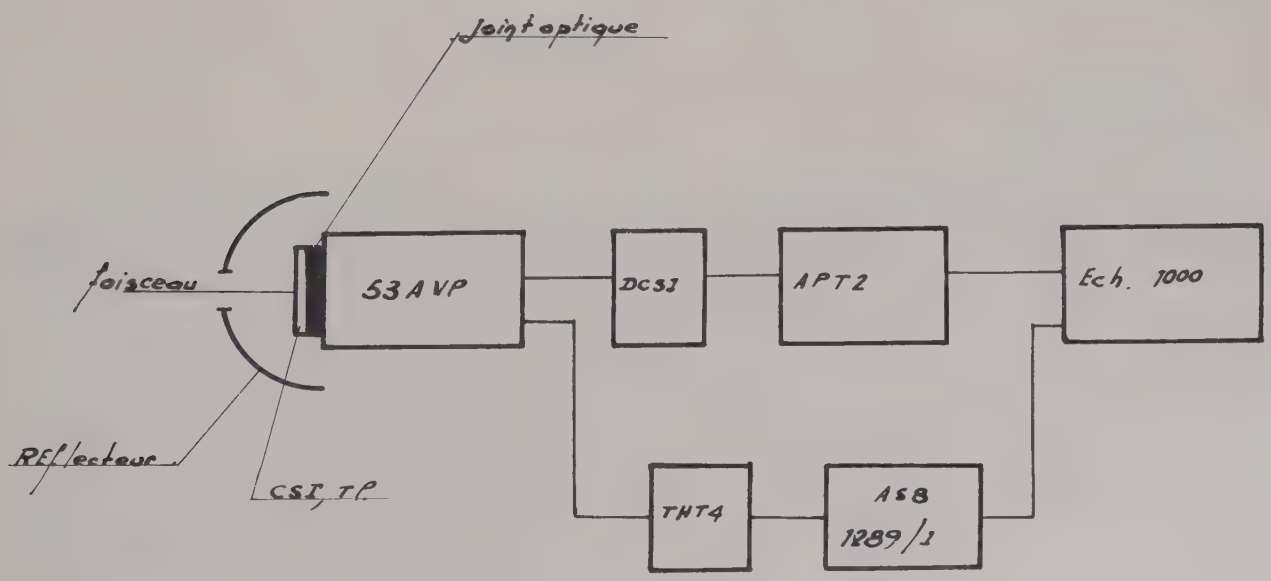


Figure 2.

Dans ces conditions, lorsqu'une particule rapide perd son énergie dans le scintillateur (solide inorganique), il y a émission de photons dans un angle solide de 4π. On admet généralement que l'énergie de la particule incidente est cédée à des électrons de valence qui passent ainsi dans la bande de conduction. Les électrons se déplacent ensuite jusqu'à ce qu'ils rencontrent une impureté : l'activateur, qui les absorbe en émettant sa fluorescence. L'expérience montre qu'une particule lourde (ion) provoque l'émission d'un photon pour une perte d'énergie de 30 à 50 eV. Un guide de lumière (ou joint optique) et un réflecteur permettent de recevoir 40 à 50 % des photons sur la photo cathode d'un tube photo-multiplicateur. Celle-ci produit des électrons avec un rendement quantique variable (10 % pour le tube 53 AVP).

Les mesures ont montré que le gain de lumière dû au réflecteur était négligeable, de sorte que nous l'avons supprimé.

II - SUCCESSION DES DIVERS PHENOMENES PHYSIQUES -

Nous allons rappeler dans cette partie, les divers phénomènes qui se succèdent depuis l'arrivée d'une particule sur le scintillateur, jusqu'à son enregistrement [22].

a) Une particule chargée ou neutre tombant sur le scintillateur perd son énergie en un temps de l'ordre de 10^{-10} seconde en provoquant l'émission de photons. L'intensité de la lumière émise décroit ensuite suivant une loi exponentielle, avec une constante de temps (temps de résolution) qui dépend du scintillateur utilisé. L'iodure de césium activé au thallium a une constante de temps de l'ordre de 1 µs et les photons sont émis dans la bande 4 400 à 5 200 Å.

b) La photocathode recevant les photons, le multiplicateur (du type 53 AVP) et le préamplificateur (type DCS1) donnent une impulsion élargie par rapport à l'impulsion lumineuse provenant du scintillateur. Cet élargissement est dû principalement au temps de transit différent des électrons entre les diverses dynodes du multiplicateur. Les caractéristiques de la nouvelle impulsion sont les suivantes :

- temps de monté de l'ordre de 1 µs.
- temps de descente de 3 µs.

c) L'amplificateur (APT2) recevant l'impulsion précédente en restitue une autre dont on peut régler l'amplitude et le temps de descente. Cela permet d'atténuer certaines impulsions parasites qui n'ont pas les mêmes caractéristiques que les impulsions à mesurer.

d) Un ensemble électronique à discrimination d'amplitude dirige ces impulsions vers une échelle de comptage où elles sont enregistrées (ECH 1 000).

III - CARACTERE STATISTIQUE DES HAUTEURS D'IMPULSIONS -

A - Généralités.

Le nombre d'électrons quittant la photocathode est multiplié par les diverses électrodes du tube photomultiplicateur, or les phénomènes d'extraction d'électrons secondaires sont régis par des lois statistiques. Ainsi des particules de même énergie arrivant sur le scintillateur fournissent à la sortie du photomultiplicateur des impulsions de hauteur variable. Les mesures que nous avons faites avaient pour but de déterminer la répartition des impulsions en fonction de leur amplitude. Pour cela, on porte en ordonnées le nombre de particules et en abscisses leurs amplitudes respectives (Fig. 3). La courbe obtenue à une allure de courbe en cloche que l'on appelle une raie. La largeur à mi-hauteur de cette raie, liée au pouvoir de résolution du détecteur, limite les possibilités de discrimination des particules vers les faibles énergies.

Nous rappellerons maintenant deux lois bien connues dans la théorie des comptages.

Si on appelle N le nombre de coups comptés lors d'une expérience, et $\bar{N}$ le nombre moyen de coups comptés lors d'un très grand nombre d'expériences successives. L'écart quadratique moyen est :

$$\Sigma = \left[\overline{(N - \bar{N})^2} \right]^{1/2}$$

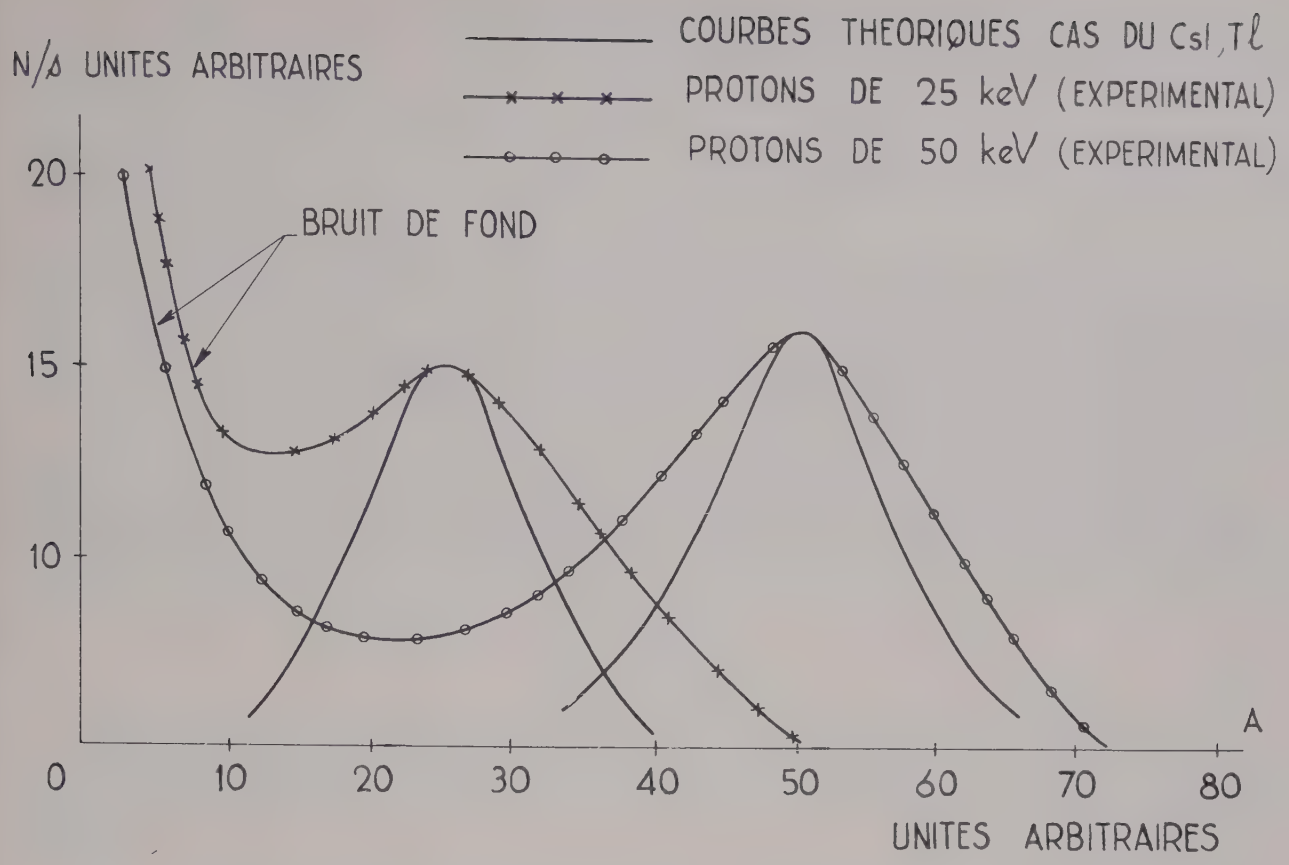


Figure 3.

1/ Première loi.

Dans le cas d'une distribution de Poisson on a :

$$\Sigma = \sqrt{\bar{N}}$$

2/ Deuxième loi.

Si on compte un nombre élevé de coups, la loi de distribution des fluctuations autour de la valeur moyenne $\bar{N}$ tend vers une distribution de gauss. Dans ces conditions la largeur à mi-hauteur de la courbe de distribution est sensiblement égale à :

$$2,36\ \Sigma$$

B - Pouvoir de résolution dans le temps.

Lorsqu'une particule arrive sur le scintillateur, elle est enregistrée et il s'écoule un certain temps mort avant qu'une deuxième particule soit susceptible d'être enregistrée.

Appelons τ le temps mort du détecteur (le temps mort du dispositif électronique de dénombrement est supposé petit devant τ).

Nous voulons connaître la correction qu'il faut apporter à un comptage pour tenir compte des pertes dues aux particules qui arrivent pendant le temps mort. On supposera que l'intervalle moyen entre les impulsions est grand devant τ.

Si n impulsions sont enregistrées pendant le temps T, le temps mort total est $n\tau$, et le nombre d'impulsions arrivant sur le détecteur pendant ce temps est :

$$n\tau \times \frac{n}{T}$$

Le nombre de coup réel est alors :

$$n_{reel} = n\left[1 + \frac{n\tau}{T}\right]$$

Dans la plupart des cas pratiques nous avons choisi les paramètres pour que cette correction soit négligeable.

Nous avons vu que τ est de l'ordre de 4 μs, le nombre de coup moyen que l'on compte peut être pris égal à 10^3 par seconde, ce qui donne une erreur relative de 0,4 %.

C - Pouvoir de résolution en énergie.

Diverses causes ont pour effet d'élargir la courbe de distribution des hauteurs d'impulsions autour de la hauteur moyenne. En premier lieu il faut signaler que l'émission de photons par un cristal, lors de l'impact d'une particule est un phénomène aléatoire. Nous ne connaissons pas la loi de fluctuation du nombre de photons émis, mais on peut penser qu'elle suit à peu près la loi de Poisson [4].

soit :
$$\frac{\sqrt{(x - \bar{x})^2}}{\bar{x}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{x}}}$$

Le nombre de photons x étant relativement grand, on négligera le type de fluctuation qui lui correspond.

Un autre facteur contribue à élargir la raie, c'est l'émission secondaire des dynodes du tube photomultiplicateur.

Pour calculer la fluctuation du nombre d'électrons reçu par l'anode du tube, il faut tenir compte des fluctuations dans les différentes dynodes [5].

On trouve que l'écart quadratique moyen sur le nombre N d'électrons reçus par l'anode est très sensiblement donné par l'expression :

$$\frac{\overline{(N - \bar{N})^2}}{\bar{N}^2} = \frac{1}{\bar{n}} + \frac{\varepsilon}{\bar{n}\,(\delta - 1)}$$

$\bar{n}$: nombre moyen d'électrons quittant la photocathode lors de l'impact d'une particule sur le scintillateur.

ε : constante qui dépend du photomultiplicateur utilisé, on peut prendre $\varepsilon = 1,5$.

δ : facteur d'émission secondaire des dynodes ($\delta = 4$).

$\frac{1}{\bar{n}}$: représente l'effet des fluctuations du nombre d'électrons reçus sur la première dynode du photomultiplicateur.

$\frac{1}{\bar{n}} \frac{\varepsilon}{\delta - 1}$ représente l'effet global des fluctuations de l'émission secondaire dû aux dynodes.

Avec les valeurs précédentes pour les différents paramètres on trouve :

$$\left(\frac{\Sigma(N)}{\bar{N}}\right)^2 = \frac{\overline{(N - \bar{N})^2}}{\bar{N}^2} = \frac{1,5}{\bar{n}}$$

On a vu que la largeur à mi-hauteur est $2,36\Sigma$, on a donc en valeur relative, en exprimant $\frac{\Delta A}{A}$ en pour cent :

$$\frac{\Delta A}{A} = 2,36\sqrt{\frac{1,5}{\bar{n}}} \cdot 100$$

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{300}{\sqrt{\bar{n}}}$$

A : amplitude moyenne des impulsions.

ΔA : largeur à mi-hauteur.

$\bar{n}$: même définition que ci-dessus.

D - Utilisation des photomultiplicateurs sans scintillateur.

Les photomultiplicateurs servent parfois à détecter les particules nucléaires sans l'adjonction d'un scintillateur. On peut aussi supprimer la photocathode, dans ce cas les particules à détecter sont reçues directement sur la première électrode de la structure multiplicatrice d'électrons. On a ainsi adapté des photomultiplicateurs à la détection de particules de basse énergie [26-1].

Les fluctuations dues au scintillateur et à la photocathode sont alors supprimées. Nous n'avons nullement la prétention de faire un calcul rigoureux dans ce cas, nous désirons seulement donner un ordre de grandeur de la comparaison qu'on peut faire avec le cas précédent.

Supprimer la photocathode qui fournit en moyenne $\bar{n}$ électrons lors de l'impact d'une particule, revient à la remplacer par la première dynode du multiplicateur qui fournit $\bar{\eta}$ électrons en moyenne lors de l'impact de la même particule.

On trouve alors une relation de la même forme :

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq \frac{300}{\sqrt{\bar{\eta}}}$$

La première dynode devra être constituée d'un matériau approprié donnant $\bar{\eta}$ électrons pour l'impact d'un proton et 2 $\bar{\eta}$ électrons pour l'impact d'un ion moléculaire ou pour l'impact simultané de deux protons. (C'est le cas pour le plomb dans la gamme d'énergies comprises entre 70 keV et 200 keV).

E - Comparaison entre les deux procédés.

Pour comparer les avantages relatifs du photomultiplicateur et du multiplicateur d'électrons, on peut prendre un cas précis ; par exemple l'analyse d'un faisceau constitué par des protons de 10 keV, et des paires de protons soit 20 keV.

Les tables de constantes indiquent une production en photons pour le CsI (Tl) compris entre 240 et 300 pour des protons de 10 keV, soit 270 en moyenne. Etant donné les rendements de la photocathode et de collection des photons, on peut estimer que 15 électrons tombent sur la première dynode du multiplicateur lors de l'impact d'un proton de 10 keV, il y en aura 30 lors de l'impact de deux protons.

La comparaison montre alors que l'on doit avoir $\bar{\eta}$ = 15 pour des protons de 10 keV tombant sur le multiplicateur d'électrons.

Cette condition est difficile à réaliser. A l'heure actuelle on peut obtenir un facteur $\bar{\eta}$ voisin de 10 pour certains alliages convenablement traités (Cu - Be);(Ag - Mg).

En plus de son pouvoir de résolution insuffisant, ce type de détecteur possède une première dynode dont la surface est limitée (1 cm^2) ; il est donc mal adapté aux mesures faites sur des faisceaux dont le diamètre peut atteindre plusieurs centimètres.

En conclusion nous avons porté notre choix sur un scintillateur de CsI (Tl) couplé à un photomultiplicateur du type 53 AVP ou EMI 6 097 B. Nous donnerons par la suite les principales caractéristiques de ce détecteur.

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Nous nous sommes proposés d'étudier le comportement d'un détecteur à scintillations recevant des particules de faible énergie, pouvant aller jusqu'à 10 keV par nucléon. Cette étude nous a permis de déterminer la hauteur des impulsions fournies par le détecteur, et son pouvoir de résolution en énergie. Il aurait été intéressant aussi d'étudier le "rendement numérique" = rapport du nombre

d'impulsions enregistrées au nombre de particules arrivant sur le scintillateur. Pour cela il était obligatoire de mesurer des courants d'une intensité de l'ordre de 10^{-15} à 10^{-16} A. Ces mesures sont délicates, de sorte que cette étude n'aurait pas eu une grande signification. Cependant l'importance de ce paramètre justifie la recherche d'une autre méthode, que nous décrirons par la suite, et qui nous a permis de voir que le rendement numérique du détecteur est égal à 1.

A - Etalonnage en amplitude.

Nous avons fait des mesures en dirigeant sur le détecteur des protons d'une énergie comprise entre 10 et 180 keV, et tracé la courbe donnant la hauteur moyenne des impulsions en fonction de l'énergie. Des mesures analogues ont déjà été réalisées par d'autres expérimentateurs mais pour des énergies plus élevées, de l'ordre du MeV et plus par nucléon. Ces mesures antérieures avaient montré que l'iodure de cesium est un cristal donnant une réponse lumineuse proportionnelle à l'énergie des particules incidentes dans cette gamme d'énergie. Les mesures actuelles montrent que cette loi de proportionnalité peut être étendue jusqu'à des énergies aussi basses que 10 keV pour des protons. Cette constatation justifie la tentative que nous avons faites de séparer les particules en fonction de leur énergie.

La figure n° 4 montre la hauteur des impulsions fournies par le détecteur, recevant des protons d'énergie variable.

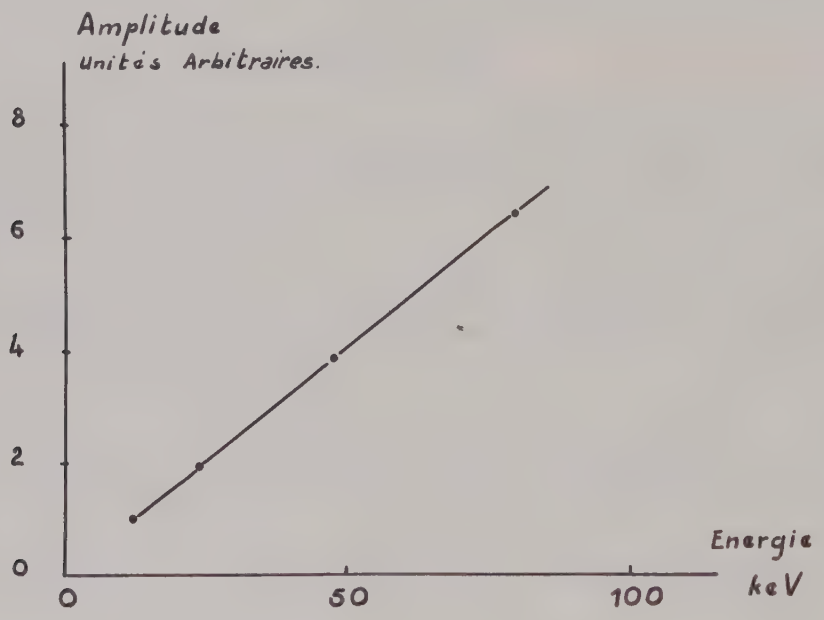


Figure 4 - Amplitude des impulsions en fonction de l'énergie des particules incidentes.

Au bout de plusieurs jours de fonctionnement nous avons constaté une diminution du coefficient de proportionnalité. Nous pensons que l'huile ou la graisse servant de joint optique entre le scintillateur et le photomultiplicateur a recouvert par migration tout le scintillateur. Les protons perdent une fraction importante de leur énergie dans la traversée de cette pellicule de graisse.

D'autre part cet ensemble étant placé sous vide, il se forme des bulles d'air qu'il est presque impossible d'éliminer. Nous avons par la suite collé nos cristaux soit à "l'araldite" soit avec une résine portant le nom de "Bounding agent 513".

Ces corps peuvent être "débullés" sous vide, ils durcissent ensuite à la pression atmosphérique, et remis sous vide il ne se forme plus de bulle.

B - Pouvoir séparateur.

On peut construire les raies obtenues en envoyant sur le scintillateur des protons d'énergie E et 2 E. La figure n° 3 montre les courbes en cloche obtenues. Elles ont une largeur à mi-hauteur qui est de l'ordre de grandeur prévu par la théorie. On a observé que la résolution est meilleure lorsque l'énergie augmente.

On a vu en effet que :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{k_1}{\sqrt{\bar{n}}} \quad \text{et} \quad \bar{n} = k_2 E$$

soit :

$$\boxed{\frac{\Delta A}{A} = K E^{-1/2}}$$

Les courbes obtenues par le couple 50 keV 25 keV nous montrent que le recouvrement est trop important pour espérer séparer les deux groupes de particules. D'autre part à énergie plus faible, de l'ordre de 10 keV les impulsions à mesurer ne sont pas séparables des impulsions de bruit. (Nous devons préciser que les impulsions de bruit ont des hauteurs très variables, parfois très grandes, mais nous avons constaté, avec les tubes utilisés, que les impulsions de bruit dont la hauteur est aussi grande que celle des impulsions dues à des protons de 10 keV sont en très grand nombre, de l'ordre de 3 à $4 10^3$ par seconde).

Sur le même graphique nous avons reporté les courbes théoriques correspondant à des protons de 50 et 25 keV ; elles correspondent au cas d'un scintillateur d'iodure de cesium activé au thallium donnant 150 photons dirigés vers la photocathode pour un proton de 10 keV, et d'une photocathode ayant un rendement quantique de 10 %.

V - ELIMINATION DU BRUIT DE FOND -

Même en l'absence de tout signal d'entrée, le photomultiplicateur délivre des impulsions, c'est-à-dire que des paquets d'électrons d'importance variable arrivent sur l'anode. L'origine des impulsions est diverse. On peut citer : L'émission thermoïonique, l'émission de champ, l'ionisation des gaz résiduels, les réactions lumineuses dans le tube, le rayonnement cosmique et la radioactivité naturelle des constituants du tube.

A - Utilisation de 2 PM en coincidence (l'un des 3 détecteurs de la figure 5).

Le procédé que nous avons trouvé le plus pratique pour éliminer le bruit de fond, est d'utiliser deux tubes photomultiplicateurs optiquement couplés à un même scintillateur au moyen d'un guide de lumière en plexiglass [15]. Les faces du guide ont été soigneusement polies et argentées pour collecter le maximum de lumière. Les impulsions lumineuses fournies par le cristal arrivent ainsi en même temps sur les deux photomultiplicateurs. Un ensemble de comptage à coincidence permet de les totaliser.

Par ce procédé la hauteur des impulsions fournies par chaque tube est très faible (on perd environ un facteur 4, sur la collection des photons par rapport au cas où on utilise 1 seul photomultiplicateur) et par conséquent elles se trouvent noyées dans le bruit. Mais le nombre des impulsions de bruit est réduit car très peu d'entre elles sont en coincidence.

B - Rapport signal sur bruit.

Appelons τ le temps de résolution du circuit de comptage à coincidence, n_1 et n_2 le nombre par seconde de signaux parasites donnés par chaque photomultiplicateur. Le nombre de ces impulsions en coincidence est :

$$N = n_1 n_2 \tau$$

Lorsque l'on fait des mesures avec des ions H_2^+ de 30 keV, les gains des amplificateurs sont tels que les nombres d'impulsions parasites enregistrées pour chaque tube sont de l'ordre de 3.10^3 par seconde.

En choisissant $\tau = 1$ µs, on aura $N = 9$.

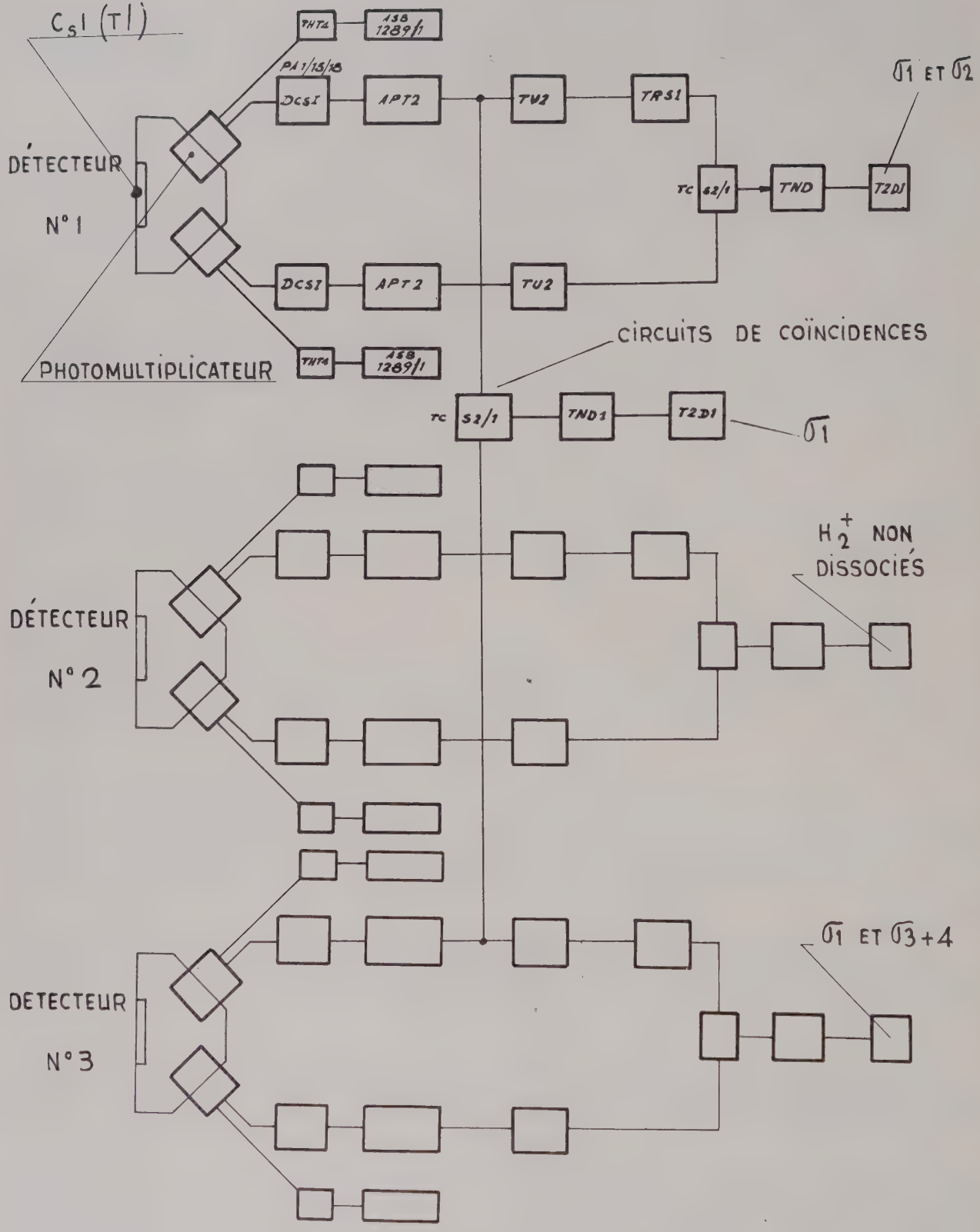

CsI (Tl)
THT4
ASB 1289/1
PA 1/15/18
DCSI
APT2
TU2
TRS1
σ1 ET σ2
DÉTECTEUR
N° 1
TC 62/1
TND
T2D1
DCS1
APT 2
TU2
CIRCUITS DE COÏNCIDENCES
PHOTOMULTIPLICATEUR
THT4
ASB 1289/1
TC S2/1
TND1
T2D1
σ1
H2+ NON DISSOCIÉS
DÉTECTEUR
N° 2
σ1 ET σ3+4
DÉTECTEUR
N° 3

Figure 5.

En fait, dans ce montage, des bruits dus aux claquages de tension ou à l'ionisation du gaz résiduel dans l'un des tubes photomultiplicateurs se traduisent par des impulsions de lumière qui arrivent sur la photocathode de l'autre tube. Cela donne lieu à des impulsions en coincidence. Des mesures ont montré que le nombre de coup en coincidence forfuite est de 20 par seconde environ. Le nombre de particules reçues sur chaque détecteur étant d'environ 2 000 par seconde, le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 100.

Ainsi cet ensemble rend possible la détection d'impulsions dont la hauteur est inférieure aux impulsions de bruit.

C - Caractéristiques.

Nous allons donner un tableau des principales caractéristiques des détecteurs utilisés.

	Premier détecteur utilisé à haute énergie E > 100 keV	deuxième détecteur utilisé dans la gamme 30 - 250 keV
photomultiplicateur	53 AVP où EMI 6 097 B	2 tubes 53 AVP en coincidence
scintillateur	CsI (Tl) collé à l'araldite	CsI (Tl) collé au "bouding agent 513"
temps de résolution	4 µs	4 µs
rapport signal/bruit pour des mesures à 30 keV et faisceau de 2 000 particules/sec.	0,3 à 0,5	100
limite inférieure où les mesures sont possibles	100 à 150 keV	< 30 keV

CHAPITRE II

DESCRIPTION DU MONTAGE - PRINCIPE DES MESURES

I - L'ENSEMBLE DU MONTAGE -

A - Production d'un faisceau de H_2^+ et analyse des réactions [19].

Nous avons vu au chapitre précédent que les détecteurs utilisés sont susceptibles de compter environ 10^3 à 10^4 particules par seconde. Il est donc nécessaire d'utiliser un faisceau dont l'intensité soit de l'ordre de 10^{-15} A. Nous décrirons brièvement les divers appareils permettant d'obtenir un tel faisceau (Fig. 6).

Un accélérateur de particules (type SAMES) produit des ions d'une énergie réglable entre 20 keV et 250 keV. L'intensité peut varier depuis 500 μ A pour le maximum de la tension d'extraction, jusqu'à 10^{-8} A. environ lorsque la tension d'extraction est nulle. La tension accélératrice est stabilisée à 10^{-4} près. Les principaux ions produits lorsqu'on alimente la source avec de l'hydrogène sont les suivants : H_1^+, H_2^+, H_3^+, ils ont tous la même énergie E. Les ions moléculaires H_2^+ et triatomiques H_3^+ peuvent se dissocier sur le gaz résiduel de l'accélérateur ce qui donne des protons d'énergie $\frac{E}{3}$ et $\frac{E}{2}$ et des ions moléculaires d'énergie $\frac{2E}{3}$.

Ces diverses composantes sont séparées par un champ magnétique (M_1) qui dévie le faisceau utile d'un angle de 30°. L'intensité du champ d'induction magnétique peut aller jusqu'à 4 000 gauss. Si on appelle $\mathcal{H}$ le champ d'induction magnétique nécessaire pour dévier la trajectoire des protons d'énergie E d'un angle de 30°, le tableau ci-dessous donne les champs nécessaires pour dévier les autres composantes du même angle.

$H_1^+\left(\frac{E}{3}\right)$	$H_1^+\left(\frac{E}{2}\right)$	$H_2^+\left(\frac{2E}{3}\right)$	$H_1^+(E)$	$H_2^+(E)$	$H_3^+(E)$
$0,58\mathcal{H}$	$0,71\mathcal{H}$	$1,15\mathcal{H}$	$\mathcal{H}$	$1,4\mathcal{H}$	$1,73\mathcal{H}$

Le faisceau de particules est délimité par un diaphragme D_1 de 1 mm de diamètre avant de passer dans l'analyseur M_1. Pour éviter le recouvrement des diverses composantes, un nouveau diaphragme D_2 est nécessaire après l'électro aimant. Ce diaphragme qui a une ouverture de 5 mm de diamètre peut être regardé comme une source de particules d'un seul type.

Après D_2 on dispose un ensemble réducteur constitué par une lentille cylindrique symétrique L et un diaphragme D_3 de 8 mm de diamètre situé à 3 mètres de la lentille. Pour une valeur convenable de la tension de focalisation, D_3 laisse passer un faisceau dont l'intensité est de l'ordre de 10^{-13} A. Immédiatement après D_3 un champ d'induction magnétique M_2 (intensité maximum 1 500 gauss) sépare les ions H_2^+ des produits de réactions parasites, formés entre M_1 et M_2, par collisions avec le gaz résiduel. Le champ M_2 dévie la trajectoire des ions H_2^+ d'un angle de 8°. Un diaphragme D_4 de diamètre égal à 1 centimètre arrête les protons et les particules neutres. Une dernière réduction est obtenue au moyen du diaphragme D_5, dont le diamètre est variable : 0,1 à 0,5 mm, solidaire de la chambre de collisions et rigoureusement coaxial à l'orifice d'entrée de 2 mm de diamètre de celle-ci de manière à éviter les effets de bord.

Les produits de réactions sont analysés par un champ d'induction magnétique M_3 dont l'intensité peut aller jusqu'à 2 000 gauss. La trajectoire des ions moléculaires est déviée de 8°, celle des protons (qui ont la même vitesse) de 16°. Un bâti préliminaire utilisait seulement deux détecteurs (Fig. 6). Les particules neutres non déviées étaient alors reçues sur le détecteur P_1, les particules

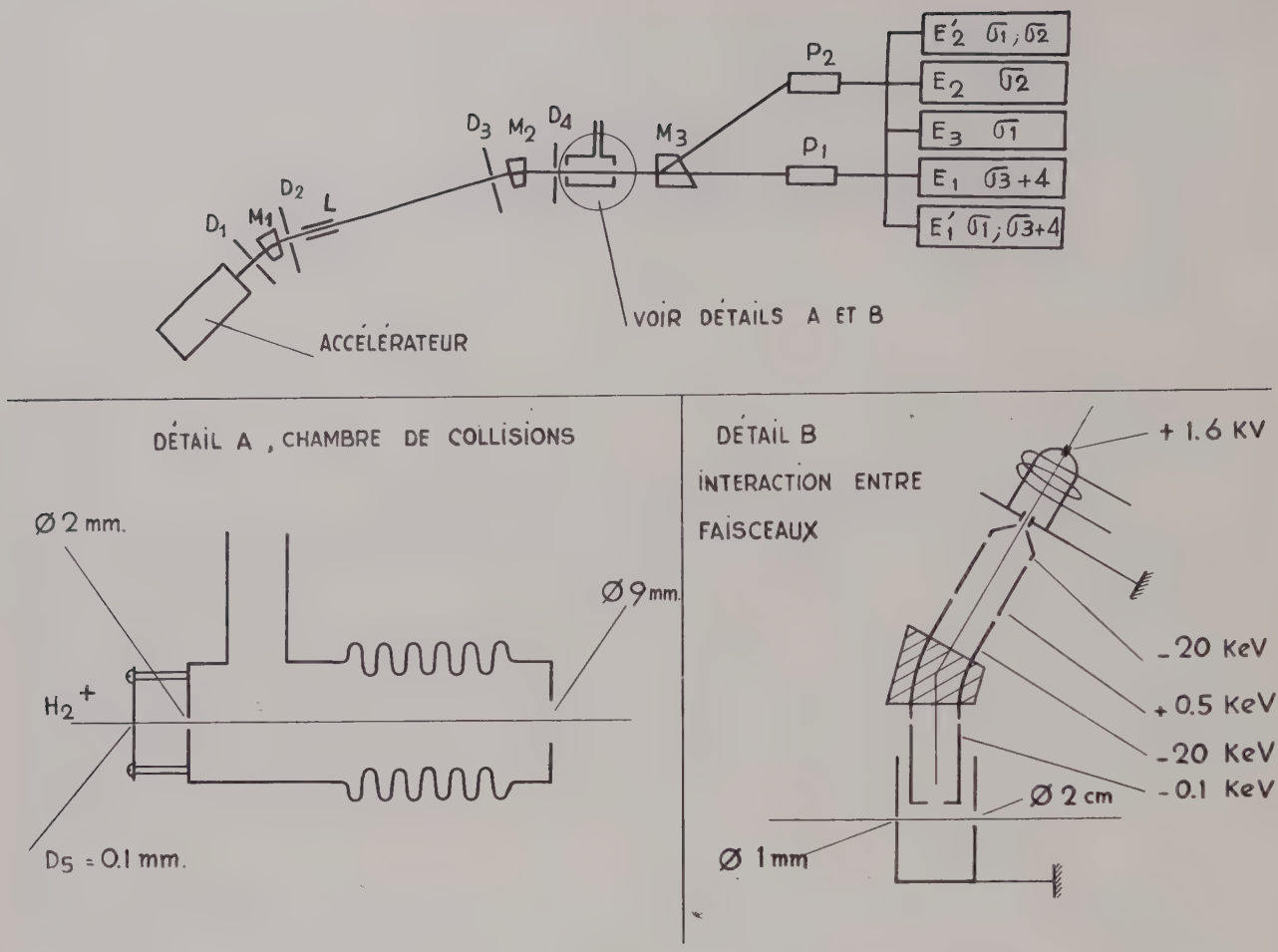


Figure 6.

chargées de divers types étaient envoyées successivement sur le détecteur P_2 en réglant le champ M_3. Dans une nouvelle réalisation un ensemble de trois détecteurs permet par un seul réglage du champ M_3 de recevoir et mesurer en même temps toutes les composantes (Fig. 5).

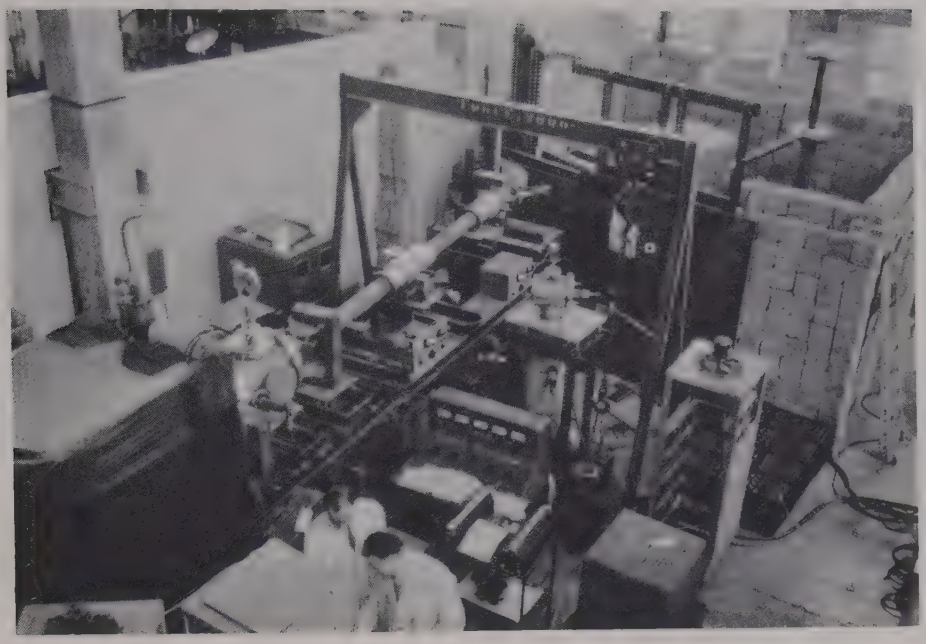
Les électro aimants sont alimentés par des batteries d'accumulateurs ce qui élimine les fluctuations rapides de tension, les dérives lentes peuvent être facilement corrigées. Signalons qu'à haute énergie l'action de la lentille de focalisation L ne se fait plus sentir suffisamment, nous sommes alors obligés pour réduire l'intensité de régler le champ magnétique M_1 de manière à ne laisser passer à travers le diaphragme D_2 que le bord du faisceau. Ce réglage est assez délicat, il est nécessaire de rattraper assez souvent les dérives des champs magnétiques.

B - La chambre de collisions.

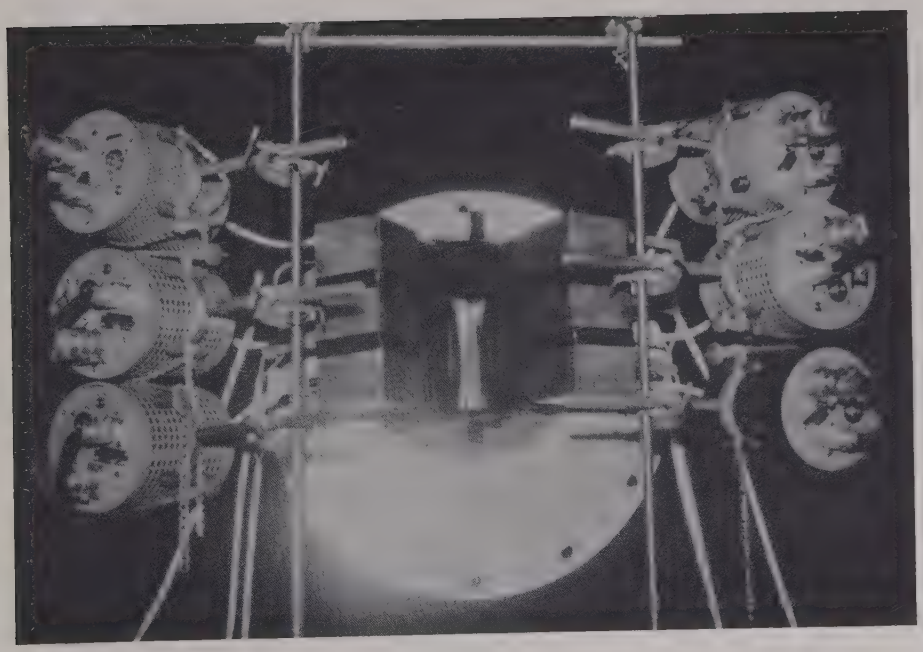
La chambre de collisions est constituée par un cylindre de 40 mm de diamètre, la longueur a été successivement 30, 25 et 10 centimètres.

Elle est alimentée en gaz par un robinet à fuite réglable, et pompée à chaque extrémité à travers les orifices de passage du faisceau.

L'orifice d'entrée du faisceau dans la chambre a un diamètre de 2 mm, l'orifice de sortie a été choisi en fonction des mesures à faire, une fente diamétrale de 2 mm de large et 40 mm de



Vue d'ensemble de l'installation.



Vue des détecteurs.

long pour les mesures de diffusion, un trou circulaire de diamètre convenable pour les mesures de sections efficaces. Les mesures de diffusion ont montré qu'un trou circulaire de 9 mm de diamètre est suffisant pour laisser sortir de la chambre (de longueur 10 cm) tous les produits de réactions lorsque les mesures sont faites pour des ions H_2^+ d'énergie 30 keV. Signalons enfin que la chambre est articulée ce qui permet de régler indépendamment les orifices d'entrée et de sortie (Fig. 6 détail A).

C - Faisceau de particules.

La chambre précédente peut être remplacée par un faisceau de particules chargées. A cet effet des ions (N_1^+ par exemple) provenant d'une source haute fréquence sont isolés et dirigés perpendiculairement vers le faisceau d'ions H_2^+ au moyen d'un analyseur magnétique (Fig. n° 6 détail B).

A leur sortie de la source les ions sont accélérés jusqu'à une énergie de 20 keV, on obtient ainsi un faisceau dont le diamètre est de 4 à 5 mm. Cela facilite la séparation des diverses composantes dans le champ d'induction magnétique ; celui-ci dirige la composante N_1^+ dans la zone d'intéraction. Avant d'arriver dans cette zone une électrode polarisée positivement et formant diaphragme ralentit les ions. Le faisceau obtenu présente alors un diamètre de 3 centimètres et l'énergie des particules qui le constitue est de 1,6 keV. L'intensité est de 400 μA ce qui donne une densité de l'ordre de $0,8\ 10^8$ par centimètre cube.

La modulation du faisceau en intensité a été obtenue en pulsant la décharge haute-fréquence [18]. Le temps de montée de l'intensité jusqu'à 400 μA est de l'ordre de 5 μs et le temps de descente 10 μs, la fréquence de répétition est de 1000/seconde.

II - LA DEFINITION DE $n_o l$ -

La précision des mesures est grandement influencée par la connaissance de la densité de gaz dans la chambre de collisions le long de l'axe (ou ligne de propagation des ions H_2^+). La présence des orifices d'entrée et de sortie fait que cette densité varie le long de l'axe.

A - Mesure des pressions.

Au cours des mesures la pression dans la chambre de collisions doit pouvoir être réglée depuis 10^{-2} mm de mercure jusqu'à la valeur correspondant à la pression résiduelle dans le reste de l'enceinte soit de l'ordre de 10^{-6} mm de mercure. La jauge à ionisation donne de bons résultats dans la mesure de pression inférieure à 10^{-4} mm de mercure, pour des pressions plus élevées nous avons utilisé une jauge de Mac Leod. Par la suite nous avons trouvé plus pratique d'étalonner une jauge à ionisation pour différents gaz, les mesures sont alors plus rapides. La courbe d'étalonnage (Fig. 7) montre un écart d'environ 30 % par rapport à la courbe d'étalonnage du constructeur (dans le cas de l'hydrogène).

B - Mesure de la longueur équivalente de la chambre [7].

Le calcul de la répartition de densité le long de l'axe de la chambre nous permet de connaître sa longueur équivalente. Appelons n_o la densité dans la chambre et n_1 la densité dans le reste de l'installation ; on supposera toujours $n_o >> n_1$. Les calculs sont faits en regardant l'ouverture de sortie de la chambre comme un trou en mince paroi (rayon plus grand que 10 fois la longueur du trou).

Soit un élément de surface dS normal à l'axe situé à la distance y de la chambre. Si N_y molécules traversent l'élément dS dans l'unité de temps avec la vitesse moyenne v, la densité de particules en y est :

$$n_y = \frac{N_y}{v\ dS}$$

N_y représente le nombre de particules issues de la chambre de collisions, on néglige les particules qui sortent de la chambre sous un grand angle et qui après une ou plusieurs réflexions sur les parois de l'installation viennent traverser dS.

Le nombre de molécules sortant de la chambre est, par unité de surface :

$$\nu = \frac{1}{4} n_o v$$

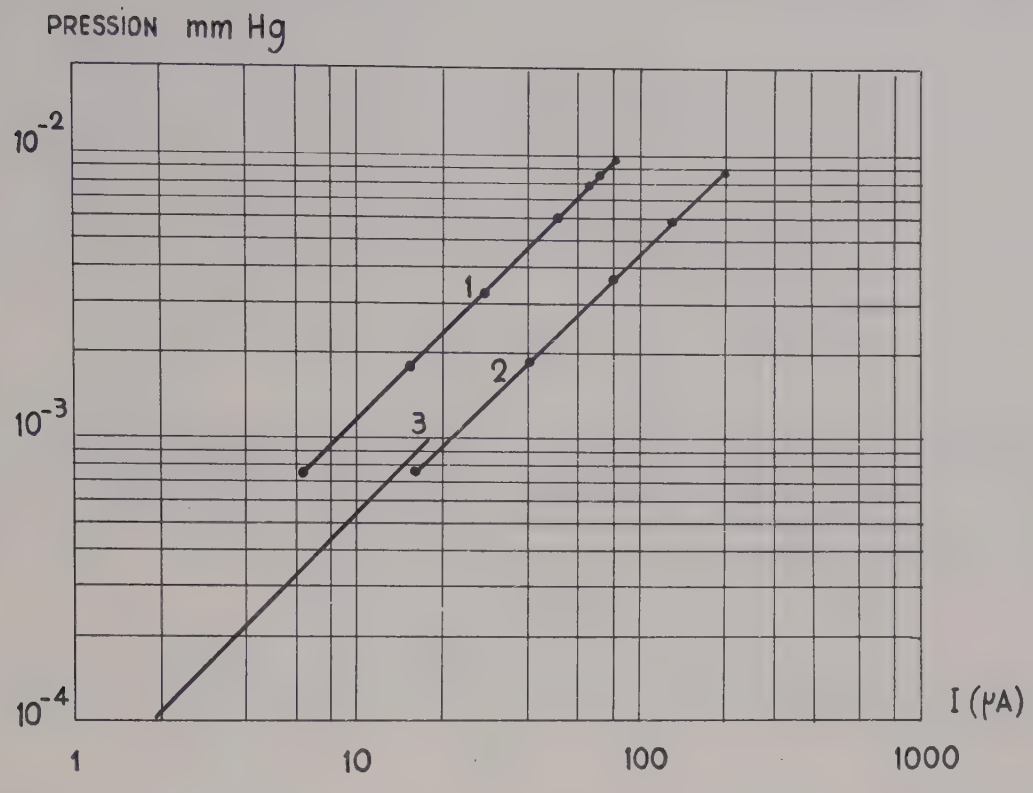


Figure 7 - Etalonnage d'une jauge à ionisation pour différents gaz.
1 - Hélium ; 2 - Hydrogène ; 3 - Hydrogène (courbe donnée par le constructeur = Albert Le Bœuf et Fils).

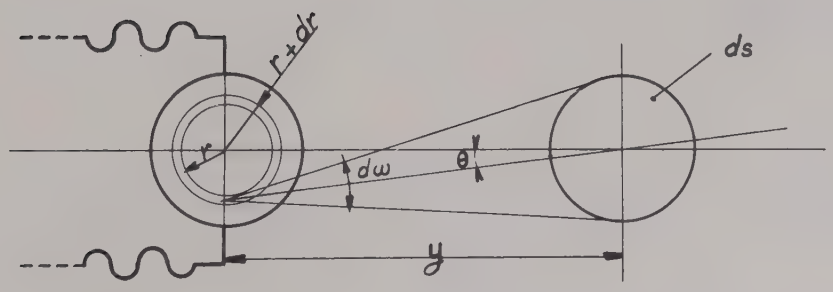


Figure 8.

L'élément de surface $2\pi r\,dr$ du trou de sortie, émet dans un angle solide $d\omega$, vers la surface dS, un nombre de particules :

$$dN_y = \nu \cos\vartheta\, r\, dr\, d\omega$$

$$d\omega = \frac{\cos^3\vartheta}{y^2} dS \quad \text{et} \quad tg\,\vartheta = \frac{r}{y}$$

soit :

$$dN_y = \nu\, y^2 \frac{1}{(y^2 + r^2)^2} dr^2\, dS$$

en intégrant pour r variant de O à R il vient :

$$n_y = \frac{N_y}{v\, dS} = \frac{1}{4} n_o \left[\frac{R^2}{y^2 + R^2}\right]$$

Cette relation donne la répartition de densité le long de l'axe après l'orifice de sortie. Elle indique que la densité n_y décroit très vite dès que y devient plus grand que R. Cependant ce qui nous intéresse c'est de connaître le nombre N de particules contenues dans un cylindre droit dont l'axe est celui de la chambre, la longueur très grande devant R et la surface de base égale à 1 centimètre carré. C'est l'intégrale de n_y lorsque y varie de O à l'infini :

$$N_R = \frac{n_o}{4} \int_o^\infty \frac{R^2}{y^2 + R^2}\, dy = \frac{\pi}{4} n_o R^2$$

Ceci pour un cylindre de rayon R, pour un cylindre de surface de base unité on trouve :

$$N = \frac{n_o}{8}$$

On se souvient que la longueur de la chambre la plus petite est de 10 cm, le nombre total de particules est alors :

$$n_o \left[10 + \frac{1}{8}\right]$$

Ainsi la longueur équivalente de la chambre se trouve augmentée de 1,2 % par rapport à la longueur mécanique.

2 remarques sont à faire :

1/ L'orifice d'entrée est d'un diamètre beaucoup plus petit (2 mm) que celui de l'orifice de sortie, la correction correspondante est donc faible.

2/ Il faut tenir compte de la chute de pression dans la chambre au voisinage du trou de sortie, ce qui a pour effet de rendre la correction de 1,2 % ci-dessus encore plus faible.

C - Résultats.

La détermination de la longueur équivalente de la chambre est précise, seules les mesures absolues de densité sont délicates dans la gamme de pressions qui nous intéresse. Nous estimons l'erreur sur la définition de $n_o l$, qui vient principalement de l'erreur faite sur n_o, à ± 15 %.

Les gaz utilisés sont des gaz du commerce non spécialement purifiés sauf l'hydrogène qui a été débarassé des traces d'oxygène qu'il contient.

Au cours des mesures nous avons observé que la pression était très stable pour tous les gaz utilisés sauf l'hydrogène. Dans ce dernier cas on observait des variations apparaissant brusquement après un temps de quelques minutes de bonne stabilité. Les mesures sur l'hydrogène ont du être ainsi répétées un très grand nombre de fois.

III - L'INFLUENCE DE LA DIFFUSION -

A - Etude théorique [14 - 23 - 25].

Nous avons étudié la diffusion angulaire des particules rapides qui prennent naissance dans la chambre de collisions sans que la trajectoire du centre de gravité de ces particules soit modifiée. Ce type de diffusion, qui est le seul important, est du au fait que certaines molécules formées au cours d'une réaction se trouvent dans un état électronique instable ce qui provoque la séparation des noyaux ou atomes.

La figure n° 9 représente les courbes d'énergie potentielle en fonction de la distance des noyaux pour quelques uns des états électroniques de la molécule d'hydrogène et de l'ion moléculaire H_2^+.

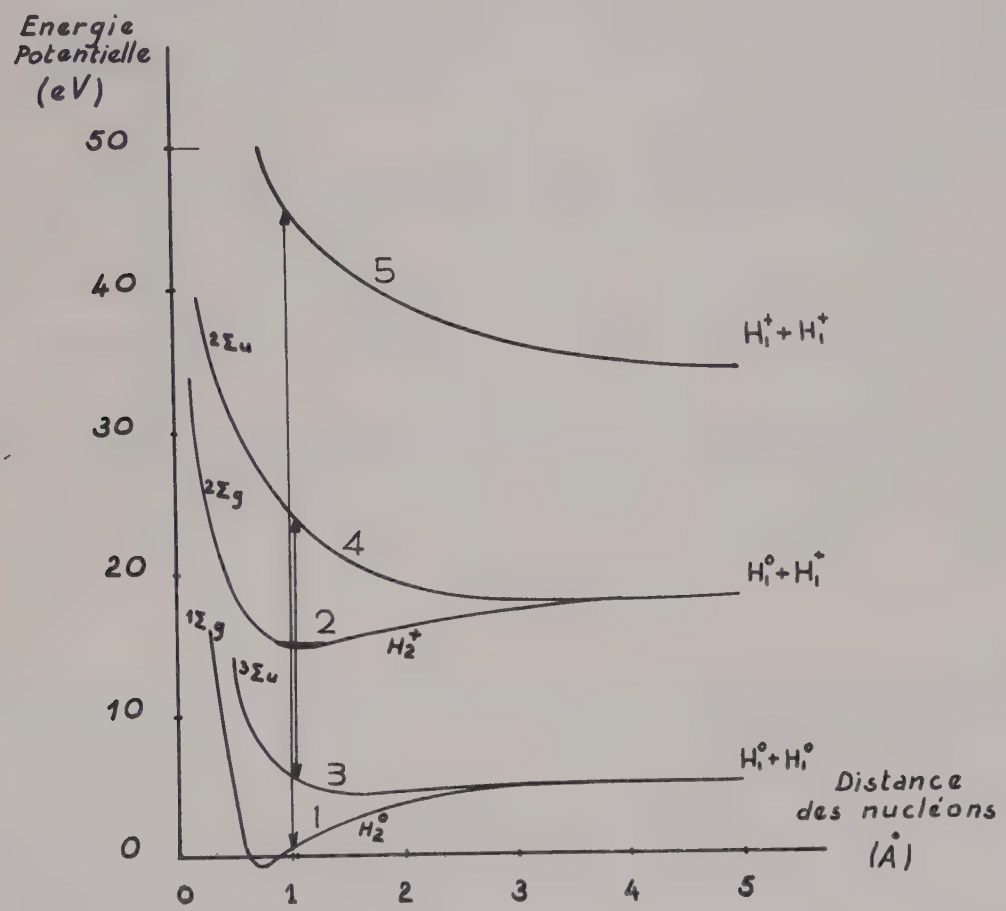


Figure 9.

a) La courbe $^1\Sigma_g$ est relative à la molécule d'hydrogène H_2^+ dans son état fondamental. Le minimum de la courbe pour r = 0,76 Å traduit le fait que cet état est stable, dans ces conditions les deux atomes peuvent osciller l'un par rapport à l'autre, à cause de l'élasticité de la liaison chimique, mais la molécule ne se dissocie pas (tout au moins pas avant que l'énergie de vibration ne soit supérieure à l'énergie de dissociation).

b) La courbe $^2\Sigma_g$ relative à l'ion moléculaire H_2^+ présente aussi un minimum pour une valeur de r = 1,06 Å. Cet ion est formé dans la source par ionisation de la molécule H_2°. Si on

applique le principe de Franck-Condon, la transition électronique $^1\Sigma_g \longrightarrow {}^2\Sigma_g$ donne des ions possédant une certaine énergie de vibration, et la population des différents niveaux est variable. Les ions se désexcitent ensuite dans la source et nous supposerons que lorsqu'ils arrivent dans la chambre de collisions ils sont sur le niveau de vibration fondamental [14-23].

c) Les autres courbes de la figure (3, 4 et 5) ne présentent pas de minimum, l'état électronique correspondant est instable et les noyaux ou atomes s'écartent l'un de l'autre avec une énergie cinétique variable suivant les différents états.

La courbe n° 5 représente la répulsion coulombienne de deux protons.

De l'étude de ces courbes on peut en déduire les résultats suivants :

La dissociation (réaction n° 1) a lieu lors d'une transition électronique qui fait passer l'ion H_2^+ depuis l'état $^2\Sigma_g$ jusqu'à l'état répulsif $^2\Sigma_u$. L'énergie nécessaire de l'ordre de 12 eV est prélevée sur l'énergie cinétique de l'ion H_2^+. La dissociation fournit un atome H_1° et un proton H_1^+ chacun avec une énergie de 4 eV environ.

L'ionisation (réaction n° 2) est produite par la transition jusqu'à l'état représenté par la courbe 5. L'énergie nécessaire au transfert est de 30 eV, et les protons formés ont chacun une énergie comprise entre 7 et 10 e V.

L'échange de charge comprend deux réactions :

- Dans la réaction n° 3 il se forme deux atomes par suite de la transition $^2\Sigma_g \longrightarrow {}^3\Sigma_u$, chacun d'eux emporte une énergie de 2,2 eV ; l'énergie nécessaire à la transition est de 7 eV environ.

- Dans la réaction n° 4, il se forme une molécule H_2° stable par suite de la transition $^2\Sigma_g \longrightarrow {}^1\Sigma_g$.

L'énergie nécessaire à cette transition est sensiblement la même que l'énergie d'ionisation soit 16 eV environ.

De l'étude de ces courbes on peut déduire l'angle de diffusion qui nous intéresse :

Si ΔE est l'énergie cinétique qui apparait à la suite d'une réaction (soit 4 eV pour chaque particule formée dans la première réaction) et si E est l'énergie totale de la particule formée, ($E \sim \frac{1}{2}$ énergie des ions H_2^+) l'angle de diffusion maximum peut être représenté par :

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2\,\Delta E}{E}}$$

Il s'agit de l'angle maximum, car certaines particules formées pourront ne pas être déviées. Nous avons étudié expérimentalement la distribution des particules dans les diverses composantes du faisceau sortant de la chambre de diffusion.

B - Résultats expérimentaux [19].

1/ Les détecteurs de particules ont été remplacés par des scintillateurs de CsI, (Tl) collés sur un support de plexiglass. Dans ces conditions on peut photographier la tache obtenue par l'impact des particules sur le scintillateur et mesurer le noircissement des plaques photographiques le long d'un diamètre en utilisant un microphotomètre. On peut alors construire les courbes donnant le nombre de particules diffusées en fonction de l'angle de diffusion. Le sommet de l'angle est supposé au centre de la chambre de colllisions.

Les courbes (Fig. 10) correspondent au cas du passage d'ions H_2^+ d'énergie 50 keV à travers un gaz d'hydrogène moléculaire neutre à la pression 310^{-3} mm Hg. Ces courbes ont été tracées sur un même graphique et les échelles sont données dans un but de comparaison.

La courbe n° 1 est relative aux particules H_1^+ et 2 H_1^+ provenant des réactions 1 et 2. Elle montre un angle de diffusion maximum de 0,9 degré ce qui est en accord avec la formule simple donnée plus haut.

La courbe n° 2 est due à l'impact des particules neutres provenant des réactions 1, 3 et 4. Dans la réaction (4) la molécule formée est dans un état stable et il n'y a pas de diffusion. La trajectoire des molécules est donc la même que celle des ions H_2^+ lorsque le champ magnétique H_3 est nul, la tache correspondant à ces particules a un diamètre de l'ordre de 0,5 mm (il n'a pas été mesuré avec précision). Ainsi la principale contribution à la diffusion sous un angle appréciable est

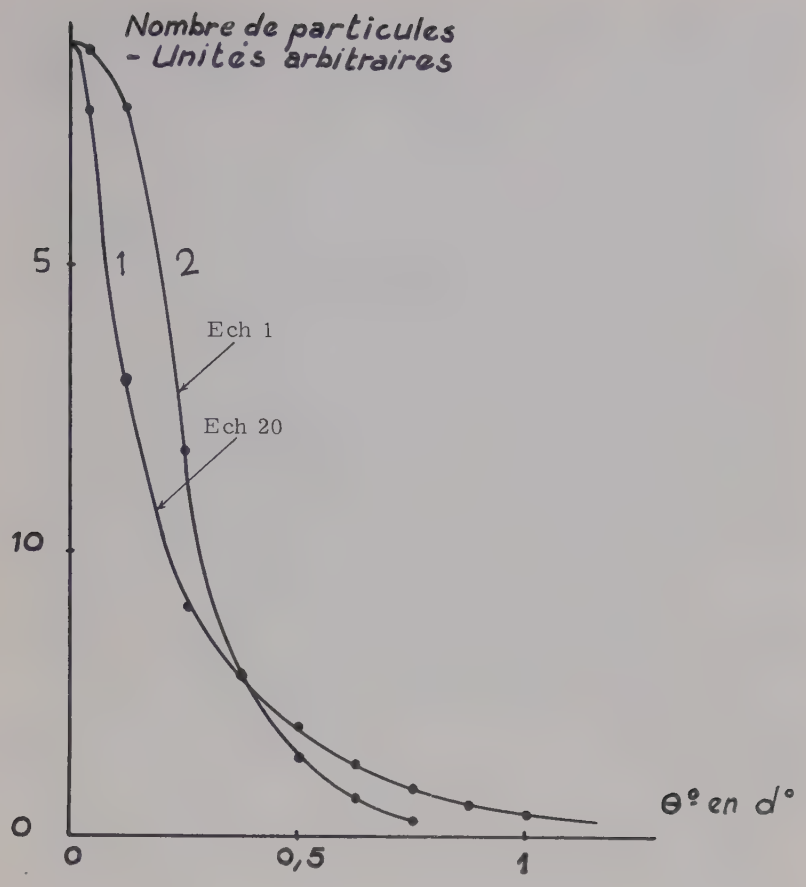


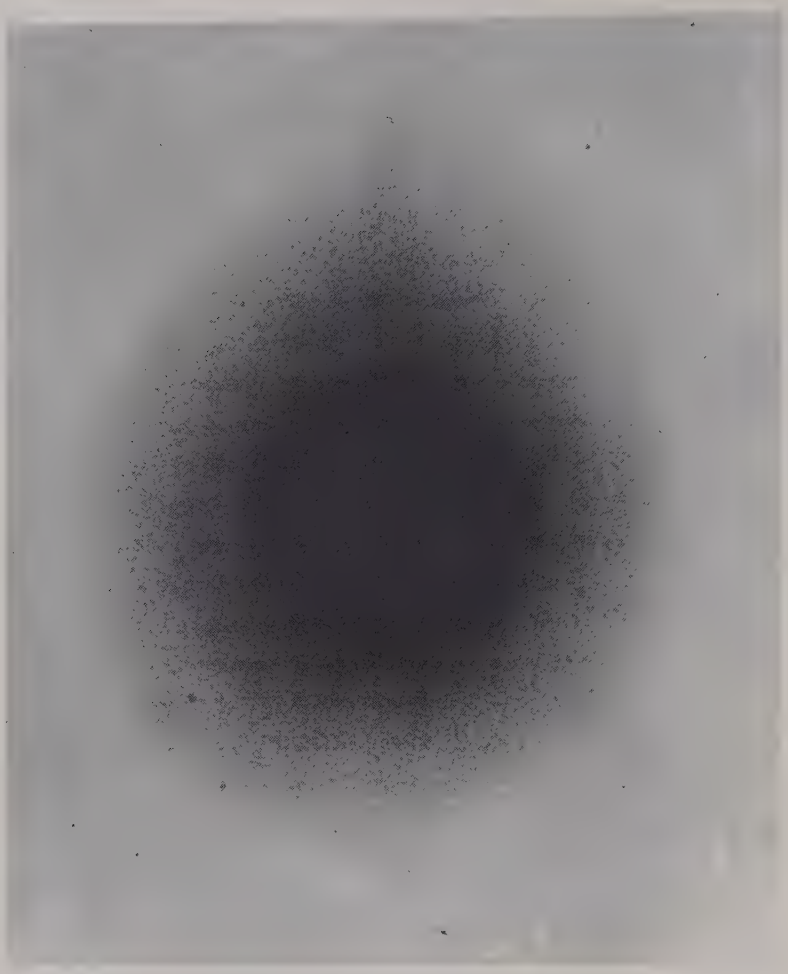
Figure 10 - Distribution radiale des particules dans le faisceau (énergie des ions : 50 keV)
1 - Particules chargées H_1^+ ; 2 - Particules neutres H_2° et H_1°.

due aux particules neutres formées dans les réactions 1 et 3. La courbe montre que l'angle au sommet du cône de diffusion est un peu plus faible que celui correspondant aux particules chargées conformément à la théorie.

Signalons que l'étude séparée de la diffusion des particules H_1^+ et 2 H_1^+ peut être effectuée au moyen d'une technique de comptage. A cet effet un diaphragme de 0,5 mm de diamètre se déplace, devant le détecteur P_2 recevant les particules chargées. Pour chaque position du diaphragme, on compte le nombre total de particules reçues, et le nombre de particules arrivant sur le détecteur P_2 en coincidence avec une particule arrivant sur le détecteur P_1 non diaphragmé. On obtient ainsi directement la distribution des H_1^+ suivant un diamètre, la distribution des paires de H_1^+ est calculée par différence. Nous avons trouvé que les largeurs à mi-hauteur des courbes de distribution sont entre elles dans le même rapport que les angles de diffusion que l'on peut calculer théoriquement soit $\sqrt{2}$.

2/ Nous avons mesuré aussi l'angle de diffusion des particules en fonction de l'énergie des ions H_2^+ (voir figure n° 11). Comme dans le cas précédent les particules chargées proviennent des réactions (1) et (2), et les particules neutres des réactions (1), (3) et (4). L'angle est déterminé en mesurant le diamètre de la tache qui contient approximativement 95 % des particules.

Dans le cas des ions H_2^+ de basse énergie < 100 keV. la tache due aux particules neutres se compose en réalité de deux taches de diamètre différent (voir photo fig. 12). L'une de grand diamètre et d'intensité assez faible, l'autre de diamètre plus petit et d'intensité relativement grande. Les courbes théoriques (Fig. 11) suggèrent les conclusions suivantes :



Impact des particules neutres sur la cible
- Tache sombre centrale : particules $H_1^\circ + H_1^\circ$ (3e réaction)
- Tache floue particules H_1° (1ère réaction).

1/ La tache de grand diamètre est due aux particules H_1° formées dans la réaction n° 1.

2/ La tache de petit diamètre est due aux particules $H_1^\circ + H_1^\circ$ provenant de la réaction n° 3.

Ces conclusions sont confirmées par le fait que cette observation ne peut se faire qu'à basse énergie < 100 keV, valeurs pour lesquelles la section efficace d'échange de charge est importante par rapport aux autres sections efficaces.

C - Centrage des divers éléments [15].

Le centrage des divers éléments et en particulier du trou de sortie est d'une extrême importance comme on peut s'en rendre compte par l'expérience suivante : Une certaine pression est établie dans la chambre de collisions et le champ d'induction magnétique M_3 est réglé à une valeur telle que les diverses composantes soient dirigées sur leur détecteur respectif. A ce moment en arrêtant l'admission de gaz dans la chambre la pression décroit jusqu'à la valeur limite de 10^{-6} mm Hg et on observe que les détecteurs de particules neutres et de particules H_1^+ n'enregistrent plus. Déplaçons alors dans son plan l'orifice de sortie de la chambre de collisions. Au moment où le faisceau de H_2^+ rencontre le bord du trou, les compteurs précédents enregistrent à nouveau l'arrivée de particules. Leur nombre relatif est le même que lorsqu'on opère en présence du gaz à une pression de l'ordre de 10^{-4} mm Hg.

Le spectre des énergies montre que ces particules sont bien dues à des dissociations, on voit ainsi l'importance des effets de bords. Il n'y a pas d'effet de bord à l'entrée de la chambre de collisions car le faisceau d'ions H_2^+ est limité par un diaphragme de diamètre 0,1 mm, les produits

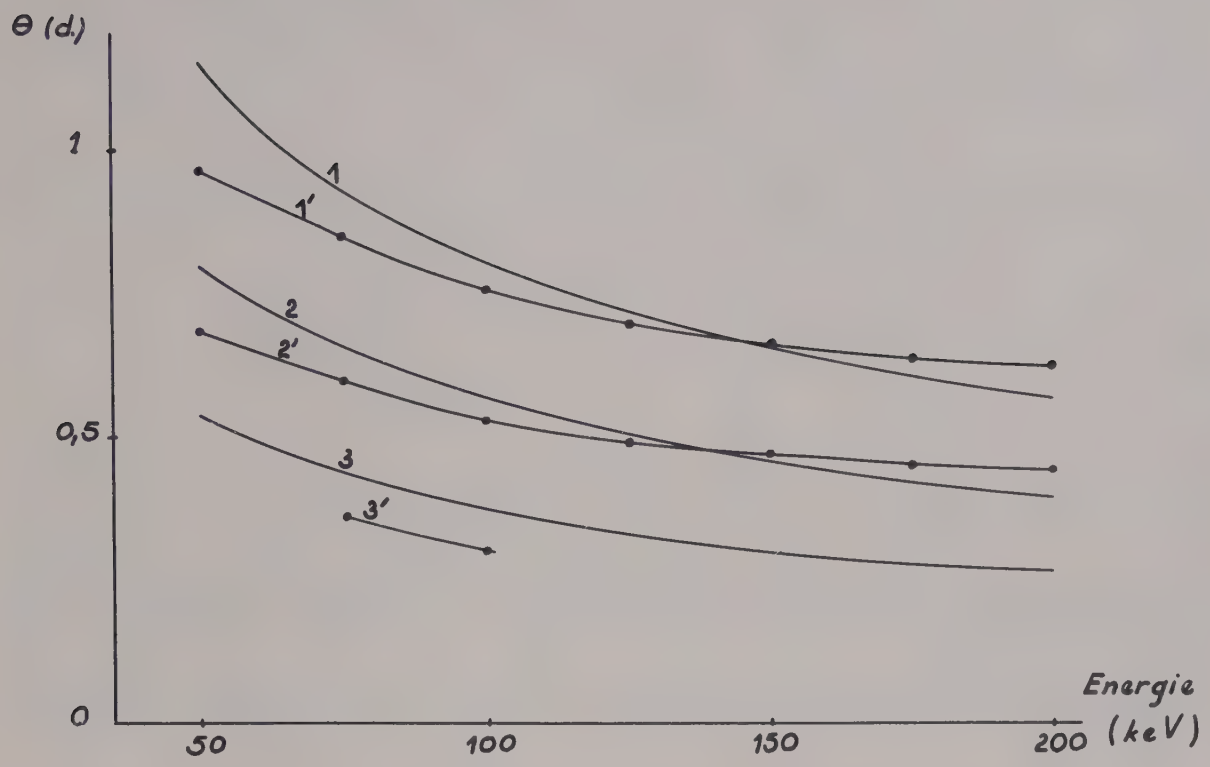


Figure 11 - Angle de diffusion en fonction de l'énergie des ions H_2^+.
1, 2, 3 - Respectivement H_1^+ H_1° 2 H_1° théorique.
1', 2', 3' expérimental.

de dissociations parasites, dus à ce diaphragme, du fait de leur diffusion n'entrent pas dans la chambre de collisions.

Le centrage rigoureux des divers diaphragmes, de la chambre et des détecteurs a été obtenu de la manière suivante : le champ M_3 étant nul, on établit une pression de 10^{-3} mm Hg environ dans la chambre de collisions et on reçoit sur le détecteur de neutres la totalité des composantes. Dans ces conditions les particules H_1^+ et H_1° formées dans la réaction 1 arrivent en coincidence sur le détecteur de neutres ; il en est de même pour les particules $H_1^+ + H_1^+$ de la 2e réaction et les particules $H_1^\circ + H_1^\circ$ de la 3e. Par conséquent le spectre des énergies des particules (pris soit au sélecteur multicanaux soit par observation directe sur un écran oscillographique) doit présenter une seule raie. Si une partie du faisceau est interceptée par suite d'un mauvais réglage le spectre présentera 2 raies l'une d'énergie E l'autre $\frac{E}{2}$. (E étant l'énergie des ions H_2^+).

Dans le cas où l'on observe une seule raie on peut être certain de se trouver dans de bonnes conditions de mesures :

a) La chambre de collisions et le détecteur de particules neutres (par suite le ou les détecteurs de particules chargées) sont bien centrés par rapport au faisceau.

b) Les ouvertures des diaphragmes et le diamètre des détecteurs sont suffisants compte tenu de la diffusion des particules.

c) La variation d'énergie entre les particules H_1^+ et H_1° de la première réaction, $H_1^+ + H_1^+$ de la 2e et H_1° de la 3e est négligeable. Ces particules sont reçues en coincidence.

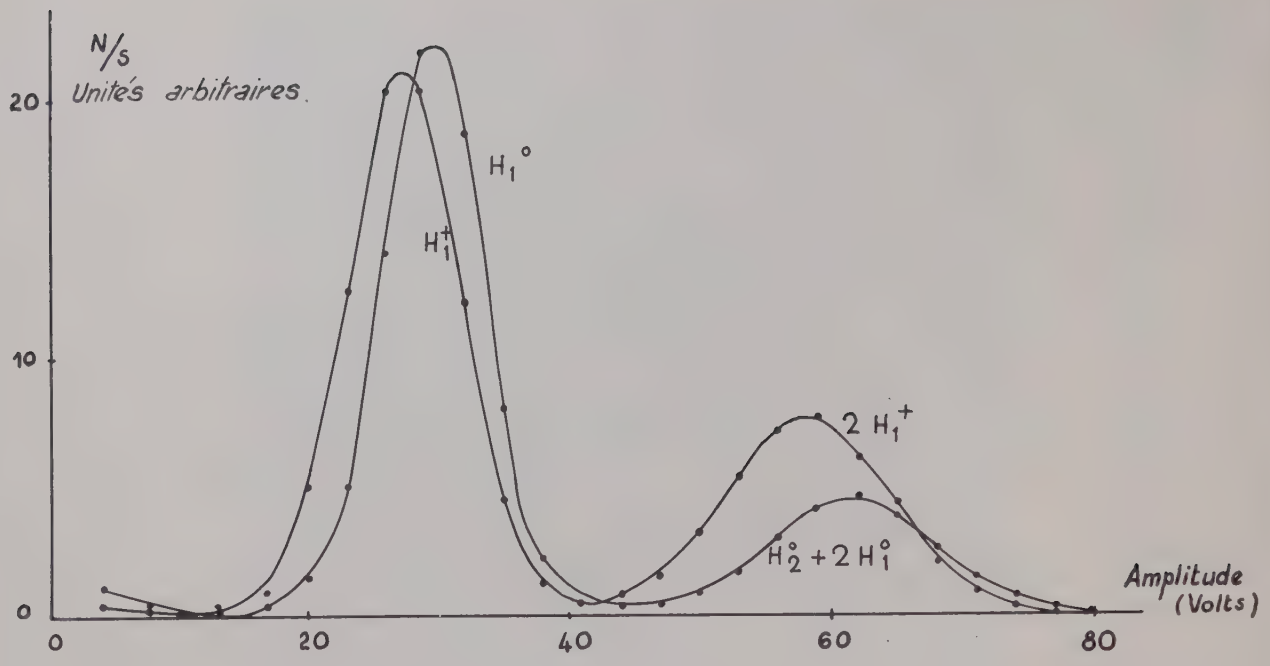


Figure 12 - Distribution des hauteurs d'impulsions des particules formées au cours du passage d'ions H_2^+ d'énergie 200 keV dans l'hélium.

d) L'efficacité de comptage du détecteur pour les énergies considérées est 100 %.

IV - MESURES SUR PARTICULES NEUTRES [17] -

Nous reprenons plus en détail l'analyse des méthodes de mesures déjà mentionnées dans l'introduction. Nous avons vu qu'au cours du passage d'ions moléculaires H_2^+ dans un gaz neutre constitué par des molécules M, 4 réactions que nous écrirons encore une fois, peuvent apparaître :

1/ $H_2^+ + M \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ + M$ $\qquad \sigma_1$

2/ $H_2^+ + M \longrightarrow H_1^+ + H_1^+ + M + e$ $\qquad \sigma_2$

3/ $H_2^+ + M \longrightarrow H_1^\circ + H_1^\circ + M - e$ $\qquad \sigma_3$

4/ $H_2^+ + M \longrightarrow H_2^\circ + M - e$ $\qquad \sigma_4$

Chacune de ces réactions est caractérisée par sa section efficace σ_i. Nous avons supposé dans l'écriture des réactions ci-dessus que le gaz cible (M) n'était pas modifié, en fait les molécules cibles peuvent être diversement excitées ou ionisées. Nous étudions uniquement ce qu'il advient des particules incidentes.

On peut trouver aussi des réactions conduisant à la formation de particules négatives, nous ne les envisageons pas, ayant observé que les sections efficaces correspondantes sont petites comparées à celles des réactions précédentes (moins de 1 %).

1/ Méthode basée sur la sélection d'amplitude.

a) Les protons H_1^+ formés dans la première réaction et les paires de protons $2\,H_1^+$ formées dans la deuxième, séparés des autres produits de réactions neutres par le champ d'induction magnétique M_3, sont dirigés sur le détecteur correspondant. Mais les deux protons H_1^+ formés dans la deuxième réaction proviennent du même ion moléculaire. Leur différence d'énergie longitudinale peut être au maximum de 20 eV (comme on l'a vu au paragraphe précédent). Ils se déplacent par conséquent ensemble et sont reçus sur le détecteur avec un écart de temps Δt.

Appelons E l'énergie de l'un des protons, $E + \Delta E$ l'énergie de l'autre. La différence ΔE se traduit par une vitesse différente.

Le calcul montre que :

$$\Delta t \simeq \frac{1}{2} \frac{d}{v} \frac{\Delta E}{E}$$

Lorsque les mesures sont faites avec des ions moléculaires de basse énergie (5 keV), les ordres de grandeur sont les suivants :

$d = 50$ cm (distance entre M_3 et le détecteur)

$\Delta E \simeq 20$ eV

$E = 5$ keV

$v \simeq 10^8$ cm/s

ce qui donne $\Delta t \simeq 10^{-9}$ s.

Ainsi les deux protons H_1^+ sont "vus" en même temps par le détecteur. Ils donnent une impulsion de hauteur double de celle fournie par le proton H_1^+ formé au cours de la première réaction. Un discriminateur d'amplitude permet de les sélectionner.

Si à la suite d'un défaut de l'appareil de comptage, l'une des particules constituant la paire n'est pas comptée, la seule particule qui est enregistrée semble venir de la première réaction et cela donne lieu à une augmentation artificielle de σ_1. Ce phénomène peut arriver à basse énergie lorsque l'huile ou la graisse utilisée comme joint optique présente quelques bulles. Une grande partie du cristal peut ainsi ne donner aucune réponse car les photons mal collectés, conduisent à une impulsion trop faible.

De la même manière si les deux protons arrivent ensemble dans une région peu sensible, ils peuvent être comptés comme un seul proton arrivant dans une région de sensibilité normale, là encore il y a augmentation de σ_1, et par conséquent diminution de σ_2.

b) Les particules neutres provenant des réactions 1, 3 et 4 sont reçues sur le détecteur de neutres P_1. Les deux atomes neutres $H_1^\circ + H_1^\circ$ formés dans la troisième réaction arrivent ensemble sur le détecteur comme le montrerait un calcul analogue au précédent ; la différence d'énergie de ces deux particules est dans ce cas d'une dizaine d'électrons volt. Ainsi les particules provenant des réactions 3 et 4 donnent des impulsions de hauteur double des impulsions fournies par les particules neutres venant de la première réaction.

Ici encore, on peut faire les mêmes remarques concernant l'augmentation artificielle de σ_1.

c) Résultats : Le champ d'induction magnétique M_3 est réglé pour recevoir sur le détecteur P_1, les particules neutres provenant des réactions 1, 3 et 4 et sur le détecteur P_2 les particules H_1^+ et $2\,H_1^+$ provenant des réactions 1 et 2 (Fig.6).

Les signaux fournis par chaque détecteur sont envoyés sur un sélecteur à 10 canaux, ce qui permet de tracer le spectre des énergies.

La figure 12 montre la distribution des hauteurs d'impulsions des particules formées au cours du passage d'ions H_2^+ de 200 keV dans l'hélium.

On peut voir quatre pics correspondants aux diverses particules analysées. Les particules $2H_1^+$ ont une amplitude double des particules H_1^+, et les particules neutres H_2° et $2H_1^\circ$ qui donnent les mêmes signaux, ont une amplitude double des particules neutres H_1°.

Il est à remarquer que l'aire limitée par chacun des deux premiers pics est la même, puisque cette aire est dans les deux cas proportionnelle à σ_1. Les amplitudes des impulsions les plus probables sont un peu différentes car les chaines électroniques de comptage ne sont pas rigoureusement identiques.

La mesure du nombre de particules H_2^+ restant est obtenue en réglant le champ M_3 de manière à recevoir ces particules sur le détecteur P_2. Il n'est pas nécessaire dans ce cas de construire le spectre des énergies, de sorte que les signaux sont envoyés sur un compteur à un seul canal.

Comme il y a des fluctuations de l'intensité du courant d'ions H_2^+, le temps de comptage dans toutes ces opérations est variable, on se sert du nombre de particules neutres comme référence.

Le tracé des spectres et la mesure des aires étant une opération très longue, nous avons utilisé le procédé plus rapide suivant.

Deux échelles de comptage, E_1 E_1' et E_2, E_2' sont associées à chaque détecteur (Fig.6). L'une d'elles E_1 ou E_2 a son seuil réglé pour compter les particules qui arrivent par paires. Le seuil de l'autre échelle (E_1' ou E_2') réglé pour éliminer le bruit de fond, permet de compter toutes les particules.

Ainsi le nombre de particules provenant de la première réaction est déterminé en effectuant la différence de comptage entre les échelles E_1' et E_1. On obtiendrait le même résultat en effectuant la différence de comptage entre les échelles E_2' et E_2.

L'échelle E_2 compte le nombre de paires $2\,H_1^+$ et l'échelle E_1, le nombre de particules neutres provenant des réactions 3 et 4.

Nous avons alors quatre équations pour déterminer les valeurs de trois sections efficaces.

L'étude du pouvoir de résolution du détecteur utilisé nous a montré que cette méthode n'est pas applicable aux mesures à faible énergie :

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq \frac{300}{\sqrt{n}}$$

Pour des énergies inférieures à 100 keV environ, l'insuffisance de séparation des raies nous a conduit à rechercher une autre méthode mieux adaptée.

2/ La méthode de coincidence.

On remarque que les particules H_1^+ et H_1° de la première réaction proviennent du même ion moléculaire et par conséquent arrivent sur leur détecteur respectif avec un écart dans le temps que nous appellerons ici encore Δt. Si l'intervalle de temps est plus petit que le temps de résolution du compteur à coincidence, on peut distinguer les réactions 1 et 2 en comptant les évènements simultanés sur les deux compteurs P_1 et P_2.

Dans ce cas Δt est du aux différences d'énergie et de masse des particules et à la différence de longueur des trajectoires.

On a immédiatement :

$$t = \frac{\Delta d}{v} + \frac{1}{2}\,\frac{d}{v}\left[\frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta m}{m}\right]$$

En reprenant les paramètres du cas précédent on trouve Δt de l'ordre de 10^{-8} s. Ce temps est bien inférieur au temps de résolution du circuit à coincidence qui est réglable et qu'on peut prendre égal à 1 μs.

Dans cette méthode on n'a pas à tracer de courbe de sélection d'amplitude, les comptages se font directement et le bruit de fond en ce qui concerne σ_1, se trouve diminué.

A chaque détecteur on associe 1 échelle E_1 ou E_2 pouvant compter toutes les particules et une échelle E_3 comptant seulement les évènements en coincidence sur les deux détecteurs (Fig.6).

La lecture de l'échelle E_3 est proportionnelle à σ_1, σ_2 est déterminé à partir de la différence $E_2 - E_3$ et σ_{3+4} à partir de la différence $E_1 - E_3$.

3/ Comparaison entre les deux méthodes.

Sélection d'amplitude		Coincidence	
Pic d'énergie E du détecteur de particules chargées.	$\longrightarrow \sigma_1$	Nombre de particules neutres et chargées en coincidence.	$\longrightarrow \sigma_1$
Pic d'énergie 2 E même détecteur.	$\longrightarrow \sigma_2$	Nombre de particules chargées non en coincidence.	$\longrightarrow \sigma_2$
Pic d'énergie E du détecteur de particules neutres.	$\longrightarrow \sigma_1$	Nombre de particules neutres non en coincidence.	$\longrightarrow \sigma_{3+4}$
Pic d'énergie 2 E de ce même détecteur.	$\longrightarrow \sigma_{3+4}$		

Les deux méthodes ont donné les mêmes résultats à 2% près. Cette différence est due principalement :

1/ au temps mort des échelles de comptage.

2/ à la définition et aux fluctuations de la valeur des seuils.

Avec la mesure du nombre de H_2^+ restant ces deux méthodes nous donnent six équations pour déterminer les valeurs de trois sections efficaces.

4/ La mesure avec trois scintillateurs.

Pour les mesures à basse énergie (< 100 keV), l'élimination du bruit de fond nous a conduit à utiliser un détecteur (déjà décrit au chapitre I) comprenant deux photomultiplicateurs montés en coincidence.

L'ensemble de mesures se compose de trois détecteurs et de quatre échelles (Fig. 5).

Les protons H_1^+ et $2\,H_1^+$ sont envoyés sur le détecteur n° 1.

Les ions moléculaires H_2^+ non dissociés sont envoyés sur le détecteur n° 2 et les neutres H_1°, $2\,H_1^\circ$, H_2° sont reçus sur le détecteur n° 3. Les indications des quatre échelles nous donnent quatre équations pour déterminer les valeurs des trois sections efficaces.

Ce détecteur utilisé aussi pour les mesures à des énergies supérieures à 100 keV, a donné les mêmes résultats que le montage précédent.

V - EXTENSION DE CES MESURES AU CAS DE PARTICULES CHARGEES -

Les mesures ont été faites dans le cas d'ions H_2^+ d'énergie 250 keV passant à travers un milieu constitué par des ions azote N_1^+. Les deux réactions suivantes ont été étudiées :

$$H_2^+ + N_1^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ + N_1^+ \ldots\ldots\ldots \sigma_1' \qquad (1)$$

$$H_2^+ + N_1^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^+ + N_1^+ + e \ldots\ldots \sigma_2' \qquad (2)$$

Les sections efficaces d'échange de charge sont supposées petites par analogie avec les résultats obtenus avec l'azote neutre comme cible.

Comme on l'a vu la chambre de collisions est remplacée par un faisceau de particules chargées dont le diamètre est de 3 cm et la densité de l'ordre de $10^8/cm^3$ dans la zone d'intéraction. Le diamètre du faisceau d'ions H_2^+ est de 1 mm.

Le courant de particules H_1^+ produit au cours des deux réactions ci-dessus se compose d'une partie continue αI due aux réactions avec le gaz neutre résiduel, et d'une partie modulée I due aux réactions avec les particules N_1^+ du faisceau pulsé.

On a vu que l'on peut écrire :

$$\Delta_o = \frac{\alpha I}{I_{H_2^+}} = n_o . l_o . \sigma_{H_1^+}$$

$$\Delta_+ = \frac{I}{I_{H_2^+}} = n_+ . l_+ . \sigma'_{H_1^+}$$

$n_o . l_o$ relatif aux molécules de gaz résiduel.

$n_+ . l_+$ relatif au faisceau de N_1^+.

$\sigma_{H_1^+}$ et $\sigma'_{H_1^+}$ sections efficaces de production de protons sur cibles neutres et chargées.

Les ordres de grandeurs sont les suivants :

	n	l	$\sigma_{H_1^+}$	Δ
gaz neutre	310''	30 cm	10^{-16} cm²/atome	10^{-3}
faisceau	10^8 à 10^9	3 cm	10^{-16} ?	$3\ 10^{-8}$ à $3\ 10^{-7}$

On peut admettre $\alpha \simeq 10^4$.

Choix du détecteur.

Le détecteur le plus simple qu'on puisse imaginer est une cage de Faraday avec piégeage des électrons secondaires (ici nous ne faisons pas de comptage). Cependant si on veut profiter aussi bien de la charge électrique du proton que de son énergie et si on veut aussi mesurer facilement les particules neutres rapides, il est avantageux d'utiliser un détecteur analogue à ceux déjà décrits. La constante de temps du circuit d'anode doit être modifiée de manière à mesurer un courant et non compter des impulsions.

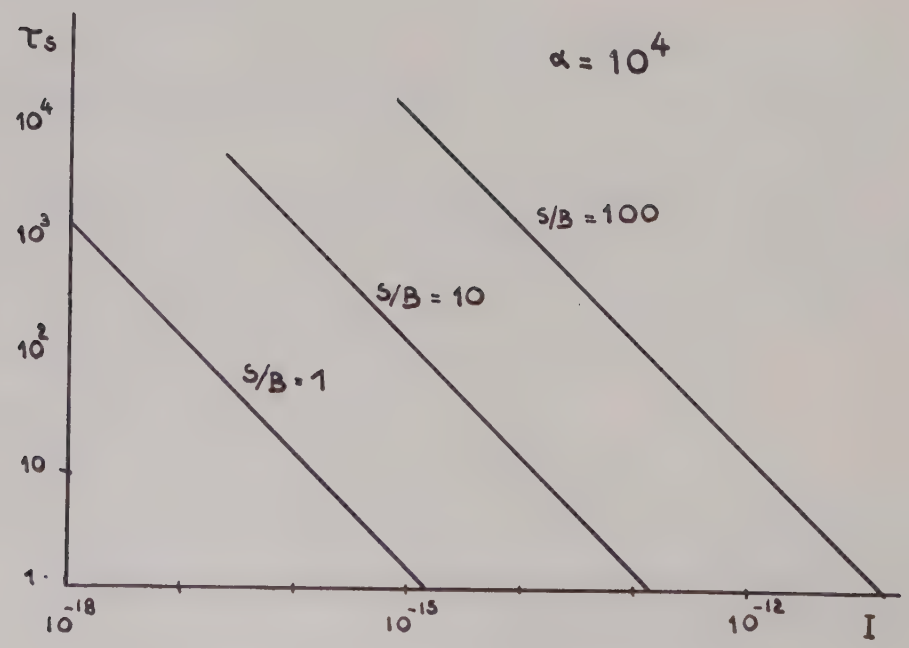
Le courant de particules reçu sur le scintillateur doit être le plus grand possible pour que les mesures soient aisées, sans toutefois saturer le détecteur. Le courant d'ions H_2^+ a été choisi pour que le rapport Signal/Bruit soit correct.

Rapport Signal/Bruit.

Le bruit est surtout provoqué par l'effet grenaille du courant α I

d'où :

$$\frac{S}{B} = \frac{I}{\sqrt{2e\,\alpha I\,\Delta F}}$$



On a aussi en appelant τ la constante de temps du système électronique (durée de la mesure) :

$$\tau \simeq \frac{1}{2 \Delta F}$$

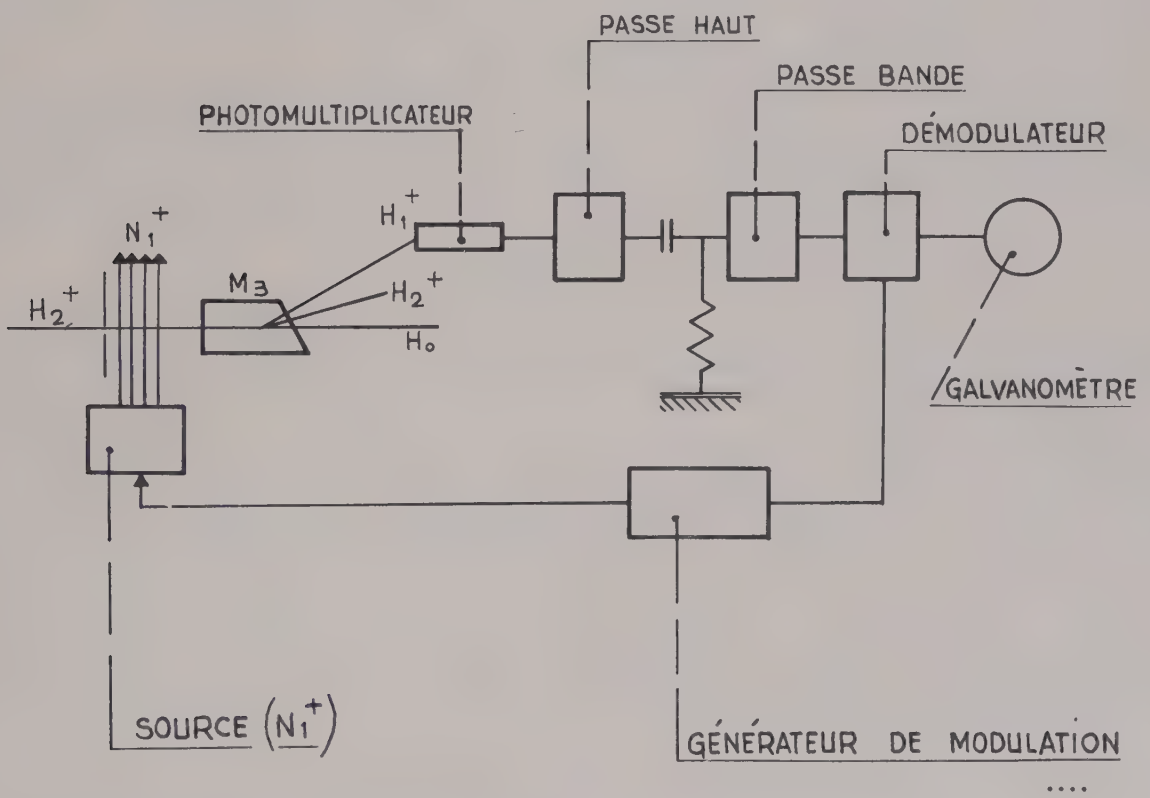
ΔF : bande passante.

Sur le graphique nous indiquons les courbes donnant τ en fonction du courant I pour diverses valeurs du rapport S/B dans le cas où $\alpha = 10^{4}$.

Ainsi si l'on se fixe la durée d'une mesure, par exemple au maximum 1 minute, et la valeur du rapport Signal/Bruit, on peut déterminer la valeur du courant I. Nous avons choisi $I_{H_2^+} = 10^{-8}$ A ; $\alpha I = 10^{-11}$ A ; $I \simeq 10^{-15}$ A, ce qui donne $S/B \simeq 8$.

Séparation des courants I et α I.

Le courant I est pulsé, le courant α I est continu, un filtre passe haut élimine la composante continue.



La composante pulsée I (1 000 cycles/seconde) est amplifiée par l'amplificateur passe bande, puis est envoyée dans le démodulateur. Ce dernier est constitué d'un interrupteur électronique qui laisse passer sans les déformer les signaux arrivant pendant que le courant de N_1^+ est établi, et qui laisse passer en inversant leur phase les signaux arrivant lorsque le courant N_1^+ est nul ; ainsi toutes composantes continues ou alternatives de fréquence quelconque sont éliminées, seuls les signaux se produisant à la fréquence de modulation passent (avec une fréquence zéro) et sont enregistrés par le galvanomètre. Le bruit de fond produit dans une bande de fréquence ΔF et se produisant à la fréquence de modulation est réduit si ΔF est faible, nous avons deux valeurs pour ΔF 0,1 c/s et 0,001 c/s.

Nous donnons ci-dessus le schéma de l'appareillage permettant cette séparation.

CHAPITRE III

I - RESULTATS CONCERNANT LES PARTICULES NEUTRES -

Nous avons vu dans l'introduction la relation liant le nombre total de particules Nt, le nombre de particules affichées par une échelle N et la section efficace correspondante :

$$\sigma = -\frac{1}{n\,l} \log \left[1 - \frac{\Delta N}{Nt} \right]$$

La connaissance du produit n l permet donc de déterminer σ.

Toutefois pour éliminer certaines erreurs d'expériences (lecture de pression, vide résiduel), les mesures ont été faites pour plusieurs valeurs de la pression dans la chambre de collisions. On peut alors tracer les courbes :

$$\text{Log} \left(\frac{N_t}{N_t - N_R} \right) = \sigma \,.\, n\,l$$

Le nombre total N_t de particules H_2^+ a été déterminé en faisant la somme des nombres de particules reçues sur chaque détecteur. N_R est le nombre de particules correspondant à la réaction envisagée.

La figure n° 15 montre l'atténuation (en intensité) du faisceau de H_2^+ en fonction de la pression.

Les figures n° 13 et n° 14 montrent les courbes relatives aux diverses réactions. Dans chaque figure la courbe σ_1 est relative à la dissociation, la courbe σ_2 à l'ionisation, et la courbe σ_{3+4} à l'ensemble des échanges de charges des ions H_2^+ incidents.

Ces courbes s'incurvent aux fortes pressions à cause de la probabilité plus grande de chocs multiples. On peut faire à cette occasion la remarque suivante :

Le libre parcours moyen λ des ions H_2^+ dans la chambre de collisions entre deux intéractions d'un type donné est une fonction de la section efficace correspondant à ce type d'intéraction.

$$\lambda = \frac{k}{\sigma}$$

Ainsi la pression à laquelle les courbes commencent à s'incurver dépend pour une même énergie de la réaction envisagée. On voit à la figure 11 que la courbe 3 + 4 se rapproche de l'horizontale, alors que la courbe 1 continue encore à croître.

En l'abscence de gaz dans la chambre de collisions (c.a.d. vide limite de l'ordre de 10^{-6}mm de Hg) les compteurs enregistrent le nombre de réactions dues au gaz résiduel et au bruit de fond des détecteurs. Ce nombre a été retranché de celui obtenu en présence de gaz dans la chambre. Pour chaque gaz, et pour des variations de l'énergie des ions H_2^+ de 25 keV, nous avons tracé un réseau de courbes tel que celui de la figure 13.

Les valeurs des sections efficaces sont déterminées en mesurant la tangente à l'origine des courbes correspondantes.

Les figures 16 et 17 donnent les valeurs des sections efficaces, pour des ions H_2^+ d'énergie comprise entre 30 et 250 keV traversant différents gaz. H_2, He, N_2, A. Dans un but de normalisation les valeurs sont données en cm^2/atome de gaz traversé.

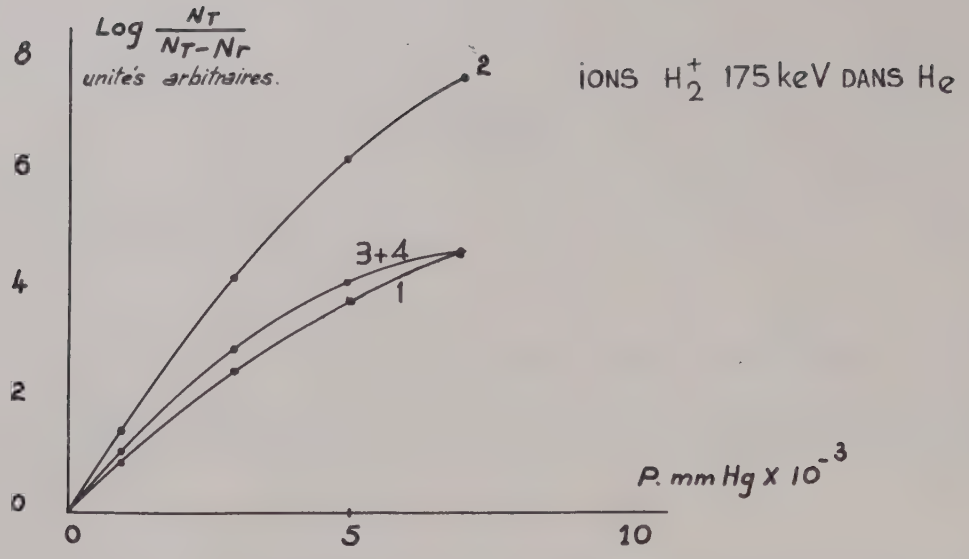


Figure 13 - Variations de Log $\frac{N_t}{N_t - N_\infty}$ en fonction de la pression pour les diverses réactions étudiées.
1 : $H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^\circ$; 2 : $H_2^+ \longrightarrow H_1^+ + H_1^+$; 3 + 4 : $H_2^+ \longrightarrow H^\circ$

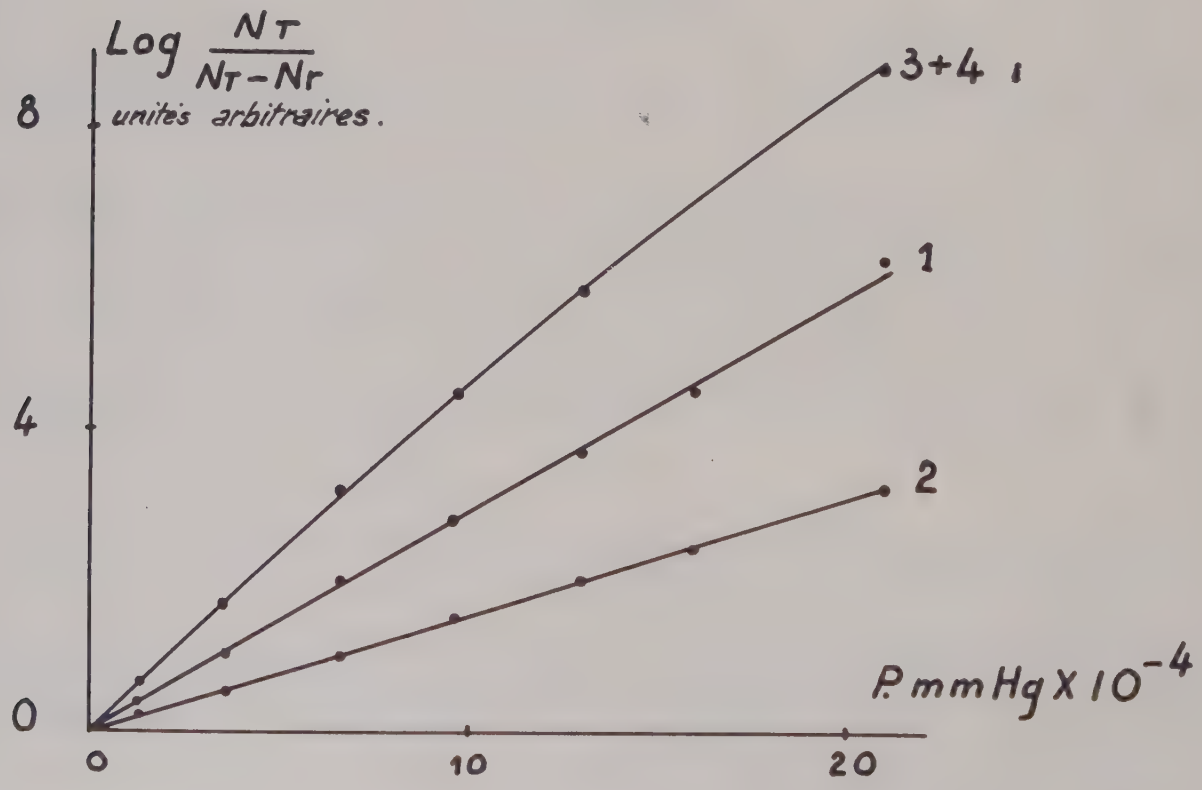


Figure 14 - Mêmes réactions que figure 13 pour des ions H_2^+ de 60 keV dans Ar.

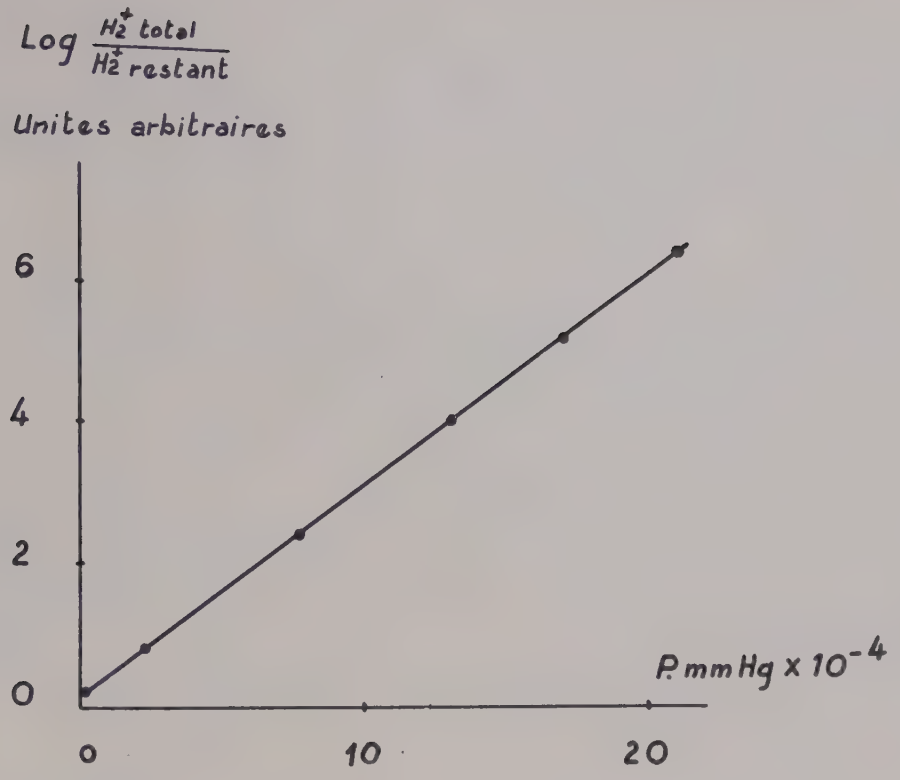


Figure 15 - Atténuation du faisceau de H_2^+ en fonction de la pression (H_2^+ d'énergie 30 keV dans N_2).

Ces courbes montrent une variation rapide de la section efficace d'échange de charge σ_{3+4} en fonction de l'énergie. On remarque que la loi de variation est sensiblement la même quelque soit le gaz cible et que la section efficace est d'autant plus grande que le numéro atomique du gaz cible est plus élevé.

Les variations des autres sections efficaces sont moins rapides. Dans le cas de l'hydrogène et pour des énergies plus grandes que 200 keV, les variations de σ_1 sont proportionnelles à $\frac{1}{E}$. Pour des énergies plus faibles et pour d'autres gaz cibles cette relation n'est plus vérifiée.

Il est intéressant de voir que nous avons presque toujours obtenu le maximum de σ_1 et σ_2 dans la gamme d'énergie explorée. En particulier les courbes (Fig. 16 et 17) montrent que le maximum de σ_1 ou σ_2 est obtenu pour des énergies d'autant plus grandes que la masse atomique des atomes cibles est plus grande, et que le maximum de σ_2 est obtenu pour une énergie plus grande que celle correspondant au maximum de σ_1.

La figure n° 18 montre les variations de la section efficace d'atténuation du faisceau de H_2^+ en fonction de l'énergie pour différents gaz cibles. Les courbes montrent une loi de variation identique dans le cas où les gaz traversés sont l'hydrogène, l'hélium et l'azote. Dans le cas de l'argon, la loi de variation serait probablement la même à haute énergie. Enfin on remarque que pour une énergie donnée les sections efficaces d'atténuation sont d'autant plus grandes que le numéro atomique du gaz cible est plus élevé.

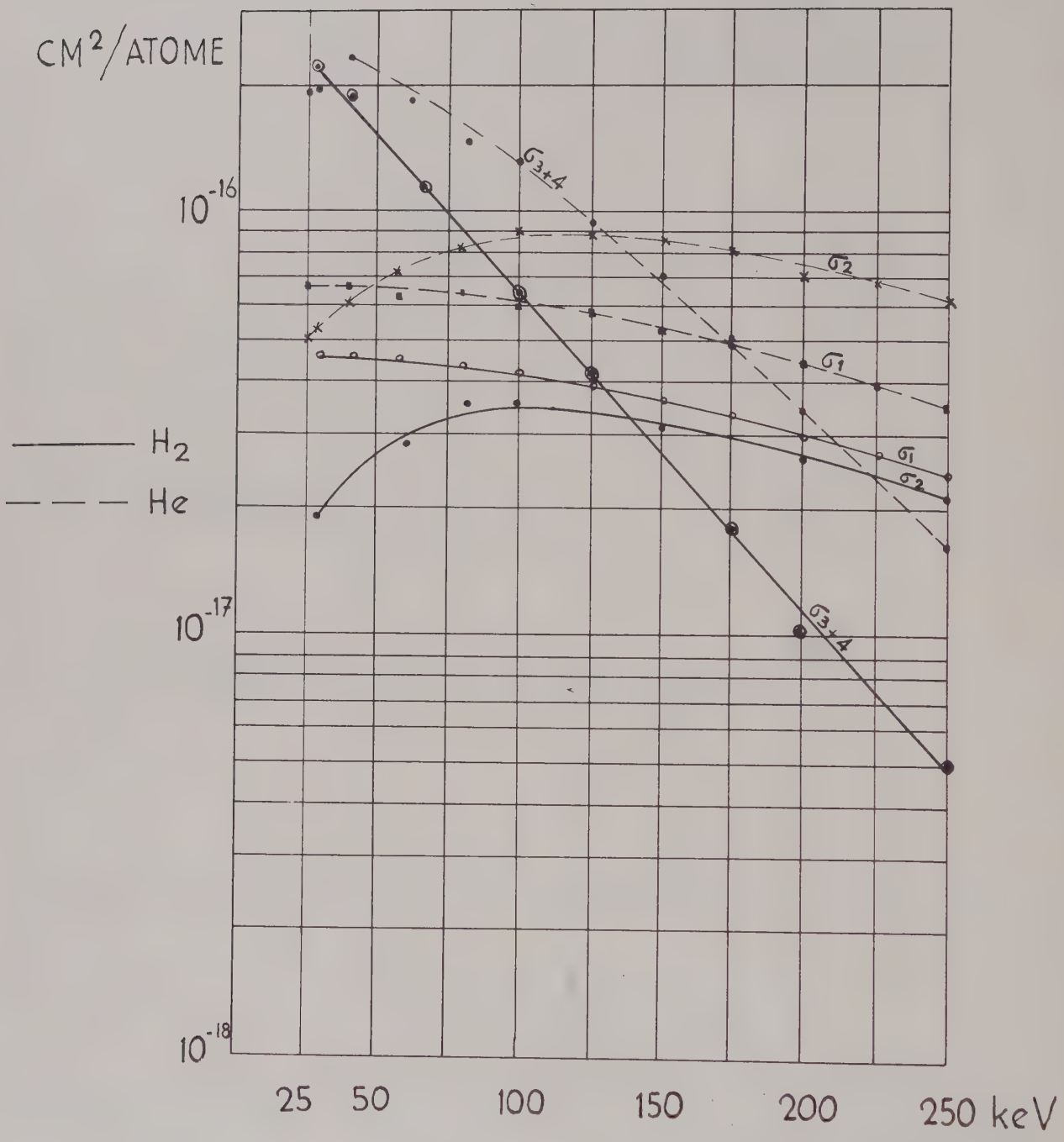


Figure 16 - Ions H_2^+ traversant des gaz H_2 et H_e.

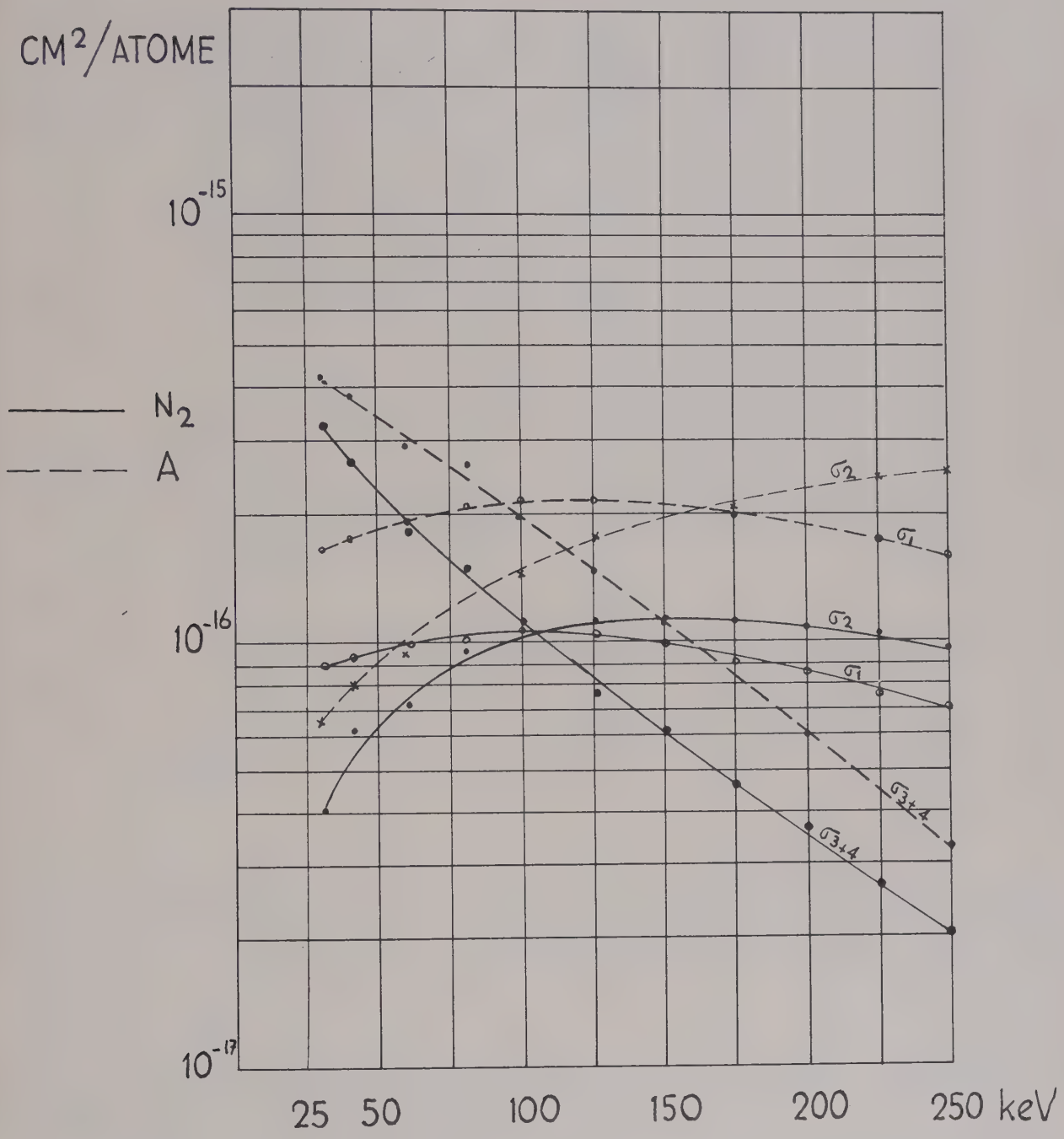


Figure 17 - Ions H_2^+ traversant des gaz N_2 et A.

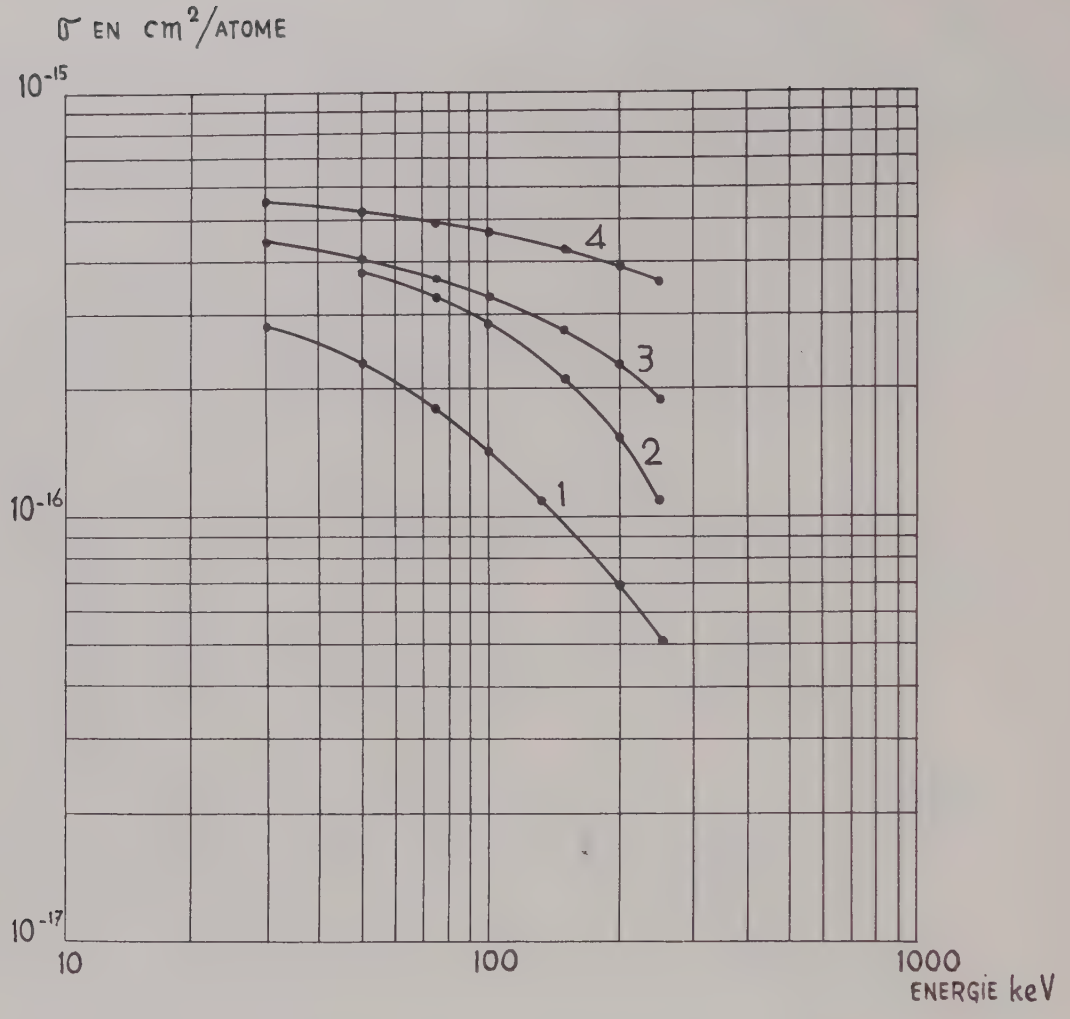
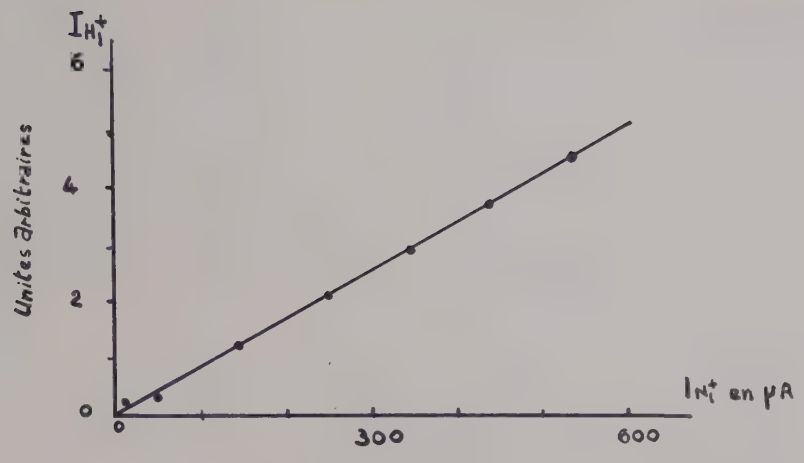


Figure 18 - Variations de la section efficace d'atténuation du faisceau d'ions H_2^+ en fonction de l'énergie pour différents gaz traversés.
1 - Hydrogène ; 2 - Hélium ; 3 - Azote ; 4 - Argon.

II - EXTENSION DES RESULTATS AU CAS DES PARTICULES CHARGEES -

Les mesures ont été faites en faisant varier la densité du courant de N_1^+ (analogue à la variation de n_o du cas précédent). Nous avons pu ainsi tracer la courbe :

$$I_{H_1^+} = f\,(I_{N_1^+})$$



On voit que c'est une droite pour la gamme de densités utilisées. La pente de cette droite permet de déterminer $\sigma'_{H_1^+} = \sigma'_1 + 2\,\sigma'_2$

Une courbe analogue permet de déterminer $\sigma'_{H_1^0} = \sigma'_1$ (l'échange de charge est négligé).

Les résultats obtenus sont les suivants :

$$\sigma'_1 + 2\,\sigma'_2 = 2,2\ 10^{-15}\ \text{cm}^2/\text{ion}$$
$$\sigma'_1 = 1,2\ 10^{-15}\ \text{cm}^2/\text{ion}$$
$$\sigma'_2 = 5\ 10^{-16}\ \text{cm}^2/\text{ion}$$

La comparaison avec $\sigma_{H_1^+}$ donnée par la suite montre que :

$$\frac{\sigma'_{H_2^+}}{\sigma_{H_1^+}} \simeq 9$$

III - COMPARAISON AVEC LES AUTRES EXPERIMENTATEURS [11 - 8 - 2 - 28]

Dans la gamme 100 à 250 keV nos mesures se comparent directement à celles de D.R. Sweetman. On voit qu'il y a un accord excellent pour la valeur σ_{3+4} (Fig. n° 19). Les valeurs de σ_1 s'écartent d'environ 30 % et celles de σ_2 d'environ 25 % (Fig. 20). Etant donné la précision de mesures on peut admettre que les résultats concordent.

Dans le cas de mesures faites avec l'hélium comme gaz cible (communication personnelle) l'accord est meilleur, environ 10 %.

D'une façon générale comme on pourra le voir par la suite, nous avons toujours observé un bon accord avec les autres expérimentateurs dans le cas de mesures faites avec l'hélium. Il est possible que pour ce gaz les mesures de pression soient plus précises.

La figure 21 montre les variations de la section efficace d'atténuation du faisceau de H_2^+ traversant un gaz d'hydrogène en fonction de l'énergie. Ces mesures sont possibles quelque soit l'appareillage utilisé, (même si les diverses réactions n'ont pas été séparées) aussi des comparaisons nombreuses et directes peuvent-elles être faites.

On peut voir que presque toutes les courbes ont la même pente et que l'écart maximum est d'environ 50 %. Seules les valeurs de C. F. Barnett à haute énergie et celles de N. V. Fédorenko à

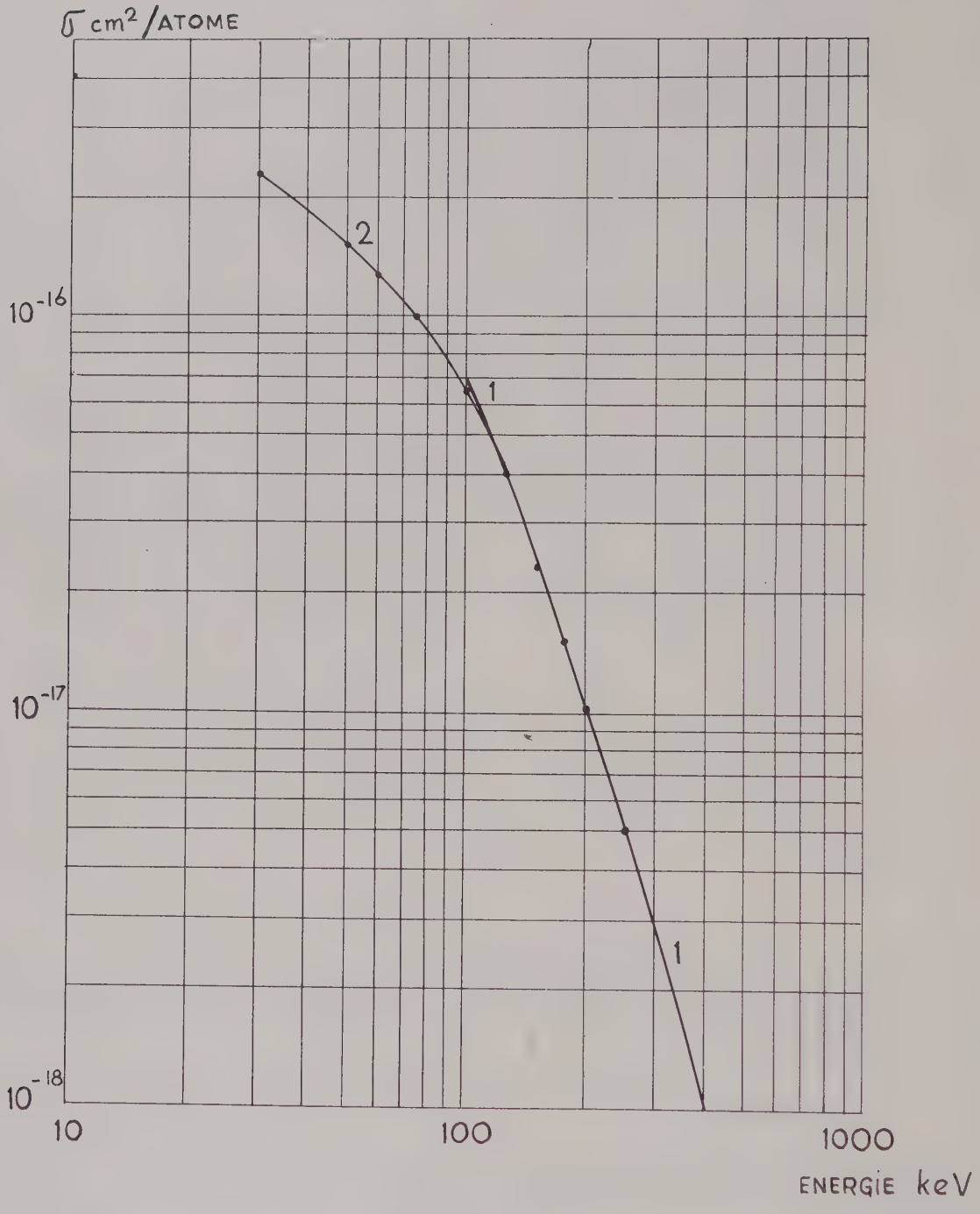


Figure 19 - Variations de la section éfficace $\sigma_{,+4}$ en fonction de l'énergie des ions H_2^+
1 - Sweetman H_2^+ dans hydrogène.
2 - Nos valeurs - - .

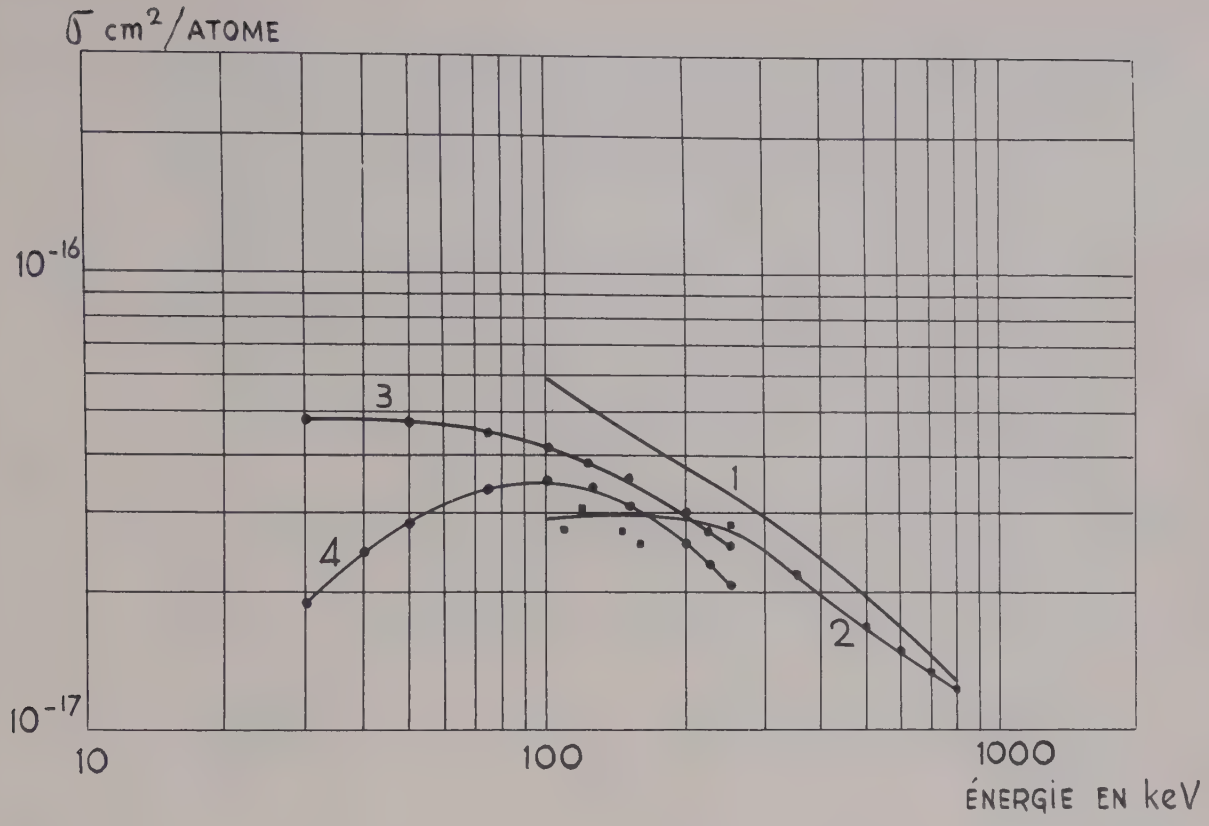


Figure 20 - Variations des sections efficaces σ_1 ; σ_2 en fonction de l'énergie des ions H_2^+.
1 - σ_1 Sweetman, H_2^+ dans H_2
2 - σ_2 - -
3 - σ_1 Nos valeurs, H_2^+ dans H_2
4 - σ_2 - -

basse énergie ont une loi de variation en fonction de l'énergie différente. La comparaison avec Sweetman montre que nos valeurs sont plus faible d'environ 10 %.

D'autres comparaisons peuvent encore être faites mais pas de manière directe, la séparation entre les diverses réactions n'ayant pas été effectuée par les autres expérimentateurs. Ainsi nous pouvons comparer la section efficace de production de protons qui a été mesurée par C.F. Barnett et N.V. Fédorenko dans notre gamme d'énergies aux valeurs que nous obtenons en faisant la somme $\sigma_1 + 2\sigma_2$.

La figure 22 montre la variation de la section efficace de production de protons en fonction de l'énergie des ions H_2^+ passant dans l'hydrogène. Comme on s'y attendait l'accord est acceptable entre nos mesures et celles de D.R. Sweetman. L'accord est variable si l'on compare nos valeurs à celles de C.F. Barnett et de N.V. Fédorenko. A 100 keV nos résultats sont plus élevés que ceux de D.F. Barnett d'un facteur 2 et moins élevés que ceux de N.V. Fédorenko d'un facteur 1,4.

La figure 23 montre les variations des mêmes sections efficaces pour des ions H_2^+ traversant différents gaz. On remarque que dans le cas de l'hélium on a un accord acceptable entre nos mesures, celles de N.V. Fédorenko et celles de K.K. Damodaran. Nos mesures dans l'argon laissent voir une variation en fonction de l'énergie rigoureusement identique à celle de N.V. Fédorenko mais nos valeurs sont plus faibles d'un facteur 1, 4 environ.

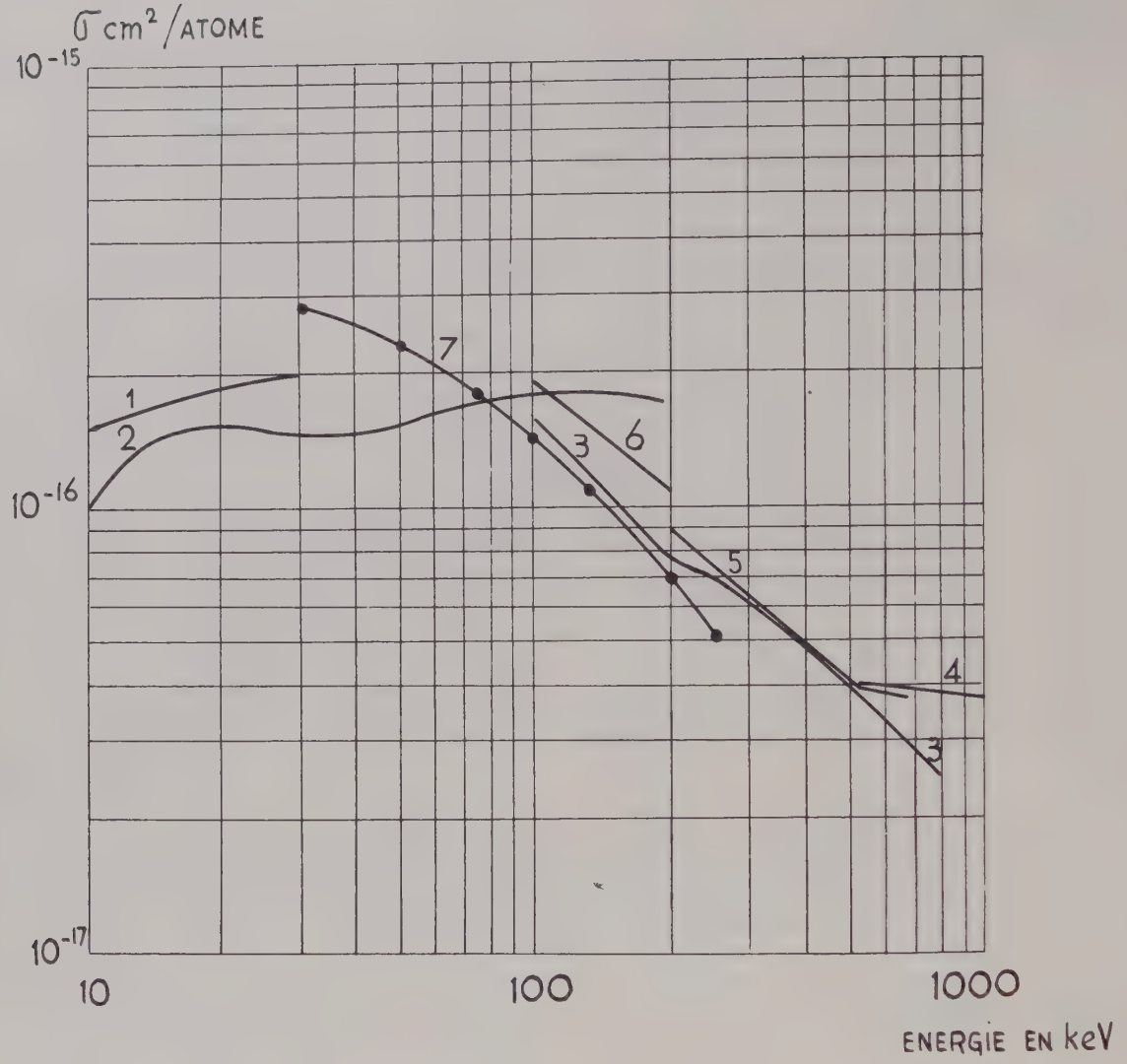


Figure 21 - Variation de la section efficace d'atténuation, en fonction de l'énergie, d'un faisceau d'ions H_2^+ passant dans l'hydrogène.
1 - Fédorenko 1954 ; 2 - Fédorenko 1959 ; 3 - Sweetman ; 4 - Barnett ; 5 - Postma ; 6 - Damodaran ; 7 - Nos valeurs.

III - COMPARAISON AVEC LA THEORIE [27]

Le problème de la dissociation des ions H_2^+ par collisions sur des gaz a été étudié théoriquement par Salpeter (1950). Cet auteur a calculé un ordre de grandeur pour la section efficace de dissociation des ions H_2^+ subissant des collisions sur des gaz d'hydrogène, oxygène, azote et argon, considérés comme gaz atomiques. Les calculs ont été faits en utilisant l'approximation de Born et les résultats de Teller relatifs à l'énergie de liaison des ions H_2^+ aussi bien pour l'état fondamental que pour les différents états excités.

Les calculs de Salpeter montrent que la dissociation de l'ion H_2^+ peut être obtenue par les processus suivants :

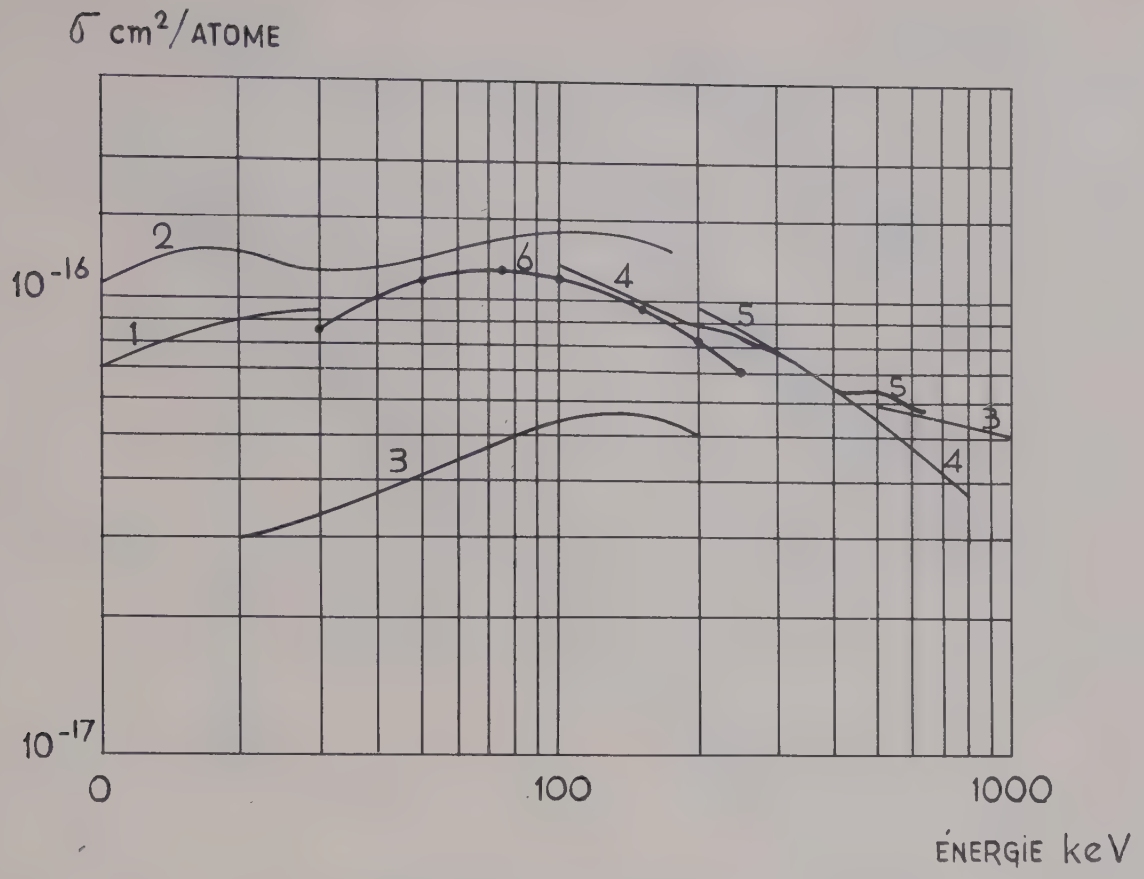


Figure 22 - Variation de la section efficace de production de protons $\sigma_1 + 2\sigma_2$ en fonction de l'énergie des ions H_2^+.

1 - Fedorenko 1954 H_2^+ dans H_2
2 - Fedorenko 1959 -
3 - Barnett -
4 - Sweetman -
5 - Postma -
6 - Nos valeurs -

1/ Excitation de vibrations nucléaires : Si on suppose que l'ion est dans son état de vibration le plus bas, cela demande un transfert d'énergie égal ou supérieur à l'Energie de dissociation de l'ion (E_v = 2, 8 ev).

2/ Excitation vers des états électroniques plus élevés. Si on suppose que le principe de Franck-Condon peut être appliqué, l'état le plus bas qui peut être excité est l'état $2p\sigma$ qui demande un transfert d'énergie E_e = 12, 5 eV. Cet état est instable il se dissocie en un proton et un atome. D'autres états peuvent être excités, en particulier celui qui se dissocie en 2 protons et un électron, demande un transfert d'énergie E'_e = 30 eV.

L'auteur signale qu'il ne lui est pas possible de calculer exactement la section efficace de transfert d'énergie à un ion H_2^+ à la suite d'une collision avec le gaz cible, c'est pourquoi il a calculé la section efficace totale pour qu'un proton, (ou 1 électron) ayant la même vitesse que l'ion H_2^+, subisse un changement de quantité de mouvement K dans une collison avec le gaz atomique cible. Il semble possible que la section efficace de ce processus soit du même ordre de grandeur que la moitié (puisqu'il y a deux protons dans H_2^+) de la section efficace de transfert d'une énergie $\frac{K^2}{2M}$ à l'ion H_2^+ à la suite d'une collision avec l'atome cible, pourvu que $\frac{K^2}{2M} \geqslant E_v$. Ce transfert ayant pour effet d'exciter les vibrations nucléaires de l'ion incident et de produire la dissociation par le premier processus.

De la même manière la section efficace totale pour qu'un électron de même vitesse que l'ion H_2^+ subisse un changement de quantité de mouvement K serait du même ordre de grandeur que la

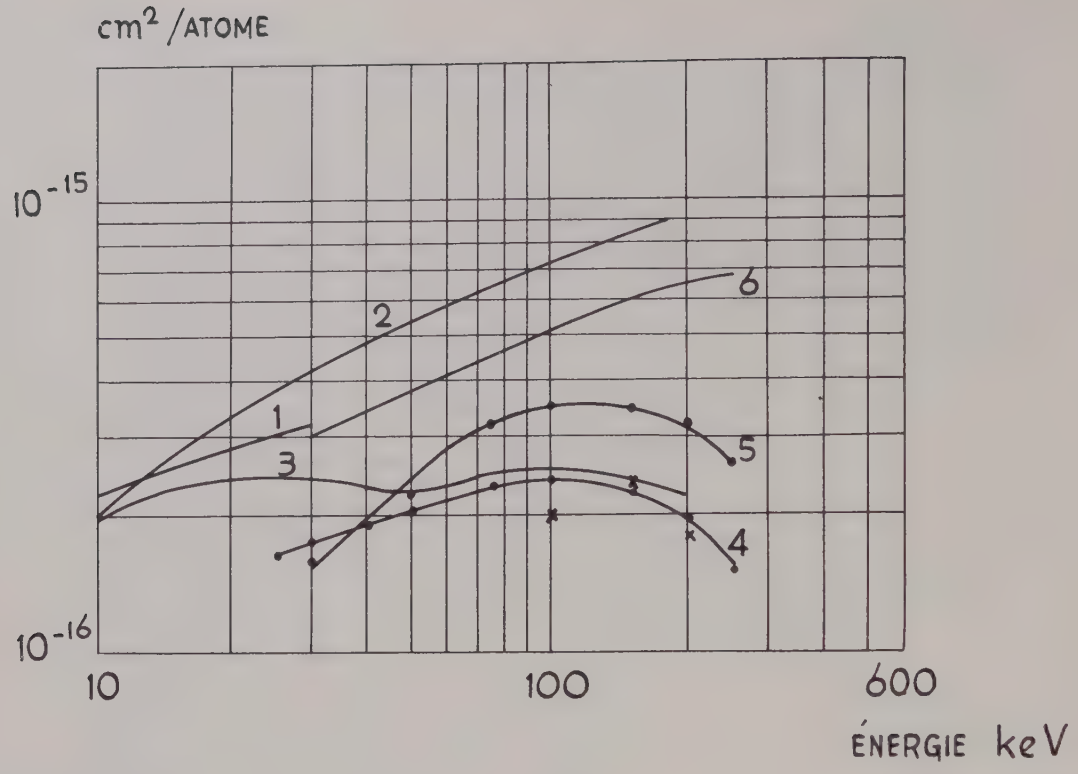


Figure 23 - Variation de la section efficace de production de protons $\sigma_1 + 2\sigma_2$ en fonction de l'énergie des ions H_2^+.

1 - Fedorenko 1954 H_2^+ dans Ar
2 - Fedorenko 1959 H_2^+ dans Ar
3 - Fedorenko H_2^+ dans He
x - Damodaran H_2^+ dans He
4.5.6. Nos valeurs respectivement dans He . N_2 . Ar.

section efficace de transfert d'une énergie $\frac{K^2}{2m}$ à l'ion H_2^+ pourvu que $\frac{K^2}{2m} \geqslant E_e$. M et m étant la masse du proton et celle de l'électron. La section efficace d'excitation d'états discrets de l'ion H_2^+ demandant des énergies comprises entre Ee et E'e est supposée être du même ordre de grandeur mais plus petite que la section efficace totale pour qu'un électron subisse un changement de moment compris entre (2 mEe) et (2 mE'e).

Salpeter donne ainsi deux estimations de la valeur de la section efficace totale de dissociation des ions H_2^+.

Première estimation : La somme de 2 fois la section efficace totale pour qu'un proton de même vitesse que l'ion H_2^+ subisse un changement $(2 ME_v)^{1/2}$ et de la section efficace totale pour qu'un électron de même vitesse que l'ion H_2^+ subisse un changement de moment $(2 mEe)^{1/2}$.

Deuxième estimation : La même que la précédente dans laquelle Ee est remplacé par E'e.

Les relations données par Salpeter sont les suivantes :

a) Dissociation due à l'excitation de vibrations nucléaires :

$$\frac{4 \pi (z + z^2) e^4}{E \cdot E_v}$$

b) Dissociation due à l'excitation de l'ion H_2^+ dans l'état répulsif :

$$\frac{3670 \pi (g_1 z + g_2 z^2) e^4}{E E_e}$$

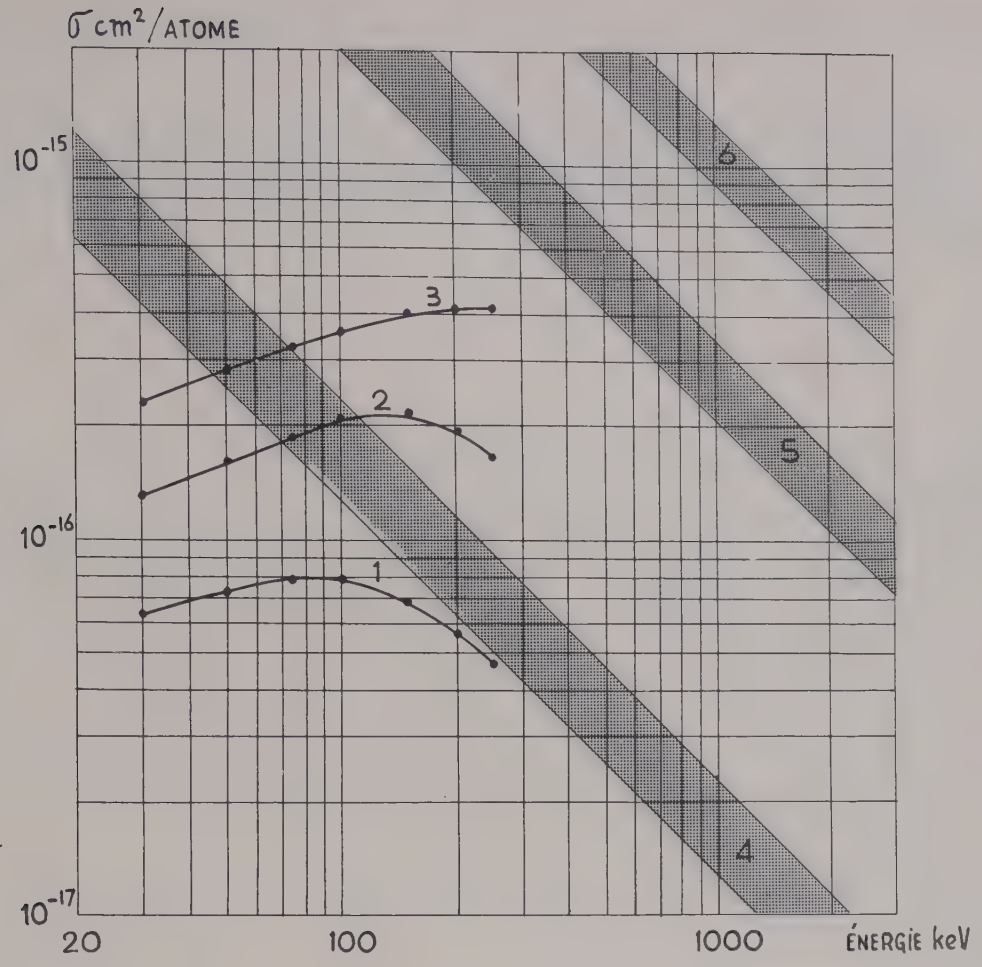


Figure 24 - Variations de la section efficace $\sigma_1 + \sigma_2$ en fonction de l'énergie des ions H_2^+.
1.2.3 - Nos valeurs H_2^+ respectivement dans H_2, N_2, Ar.
4.5.6 - Valeurs thoériques de salpeter pour H_2^+ respectivement dans H_2, N_2, Ar.

c) même expression que (b) dans laquelle on remplace Ee par E'e.

Dans ces relations E est l'énergie des ions H_2^+. Z numéro atomique des particules cibles g_1 et g_2 facteurs d'écran des particules cibles.

Ces expressions montrent que la dissociation se produit principalement par les processus b et c ; la valeur de la section efficace est inversement proportionnelle à l'énergie E, elle augmente avec le nombre atomique Z de l'atome cible, plus vite que Z mais moins vite que Z^2.

Les résultats de Salpeter sont indiqués sur la figure n° 24. Les deux estimations, inférieure et supérieure sont représentées par des droites limitant une partie ombrée dans laquelle la courbe de variation de la section efficace de dissociation en fonction de l'énergie est supposée se trouver. Les valeurs calculées par Salpeter doivent être comparées à notre valeur $\sigma_1 + \sigma_2$.

On peut voir sur cette figure que dans le cas de l'hydrogène nos résultats expérimentaux se rapprochent à peu près des valeurs théoriques pour de très grandes énergies, c'est-à-dire des énergies pour lesquelles l'approximation de Born est valable. A basse énergie l'écart est très important nos courbes passent par un maximum puis décroissent, toutefois on remarque que pour une

énergie supérieure à 200 keV la variation est sensiblement proportionnelle à $\frac{1}{E}$ conformément à la théorie.

Il n'en est plus de même dans le cas de gaz tels que l'azote et l'argon, il semble que dans ce cas les valeurs théoriques soient incorrectes. Mais signalons toutefois que pour comparer nos valeurs aux valeurs théoriques, nous avons extrapolé des courbes qui en toute rigueur ne sont valables que pour des énergies supérieures à 2 MeV. Il n'est donc pas surprenant qu'il puisse y avoir des écarts importants.

CONCLUSIONS

L'étude des phénomènes atomiques et moléculaires, s'est développée jusqu'ici en utilisant pour détecter les particules chargées, des cages de Faraday, et des thermocouples pour les particules neutres. Nous avons mis au point des méthodes de détection par comptage individuel analogue à celles utilisées en physique nucléaire, mais employées ici à énergie beaucoup plus faible (particules de quelques dizaines de keV). Dans ce cas la construction du détecteur est délicate ; nous avons fait une sélection sévère des photomultiplicateurs et des scintillateurs puis construit l'appareillage électronique en éliminant de nombreux défauts (blindage soigné, vibrations annulées, tensions stabilisées et variations de température réduites). Ceci nous a conduit à la réalisation de l'appareil de comptage dont le fonctionnement s'est avéré satisfaisant : rapport signal/bruit $\simeq$ 100, temps de résolution 4 μs, relation linéaire entre l'énergie des particules et la réponse du détecteur.

Nous avons étudié à l'aide de ce détecteur la diffusion des produits de réactions lorsqu'un faisceau d'ions H_2^+ traverse un gaz. Les valeurs des sections efficaces de dissociation, d'ionisation et d'échange de charge ont été obtenues dans la gamme d'énergie 25 à 250 keV, et pour de nombreux gaz (hydrogène, argon, azote, hélium), ces valeurs n'existaient jusqu'ici que pour des énergies des ions H_2^+, comprises entre 100 et 800 keV. Nous les avons donc prolongées à basse énergie.

Les courbes que nous avons obtenues pour les sections efficaces de dissociation et d'ionisation ont un maximum pour une énergie dépendant des gaz traversés mais de l'ordre de 100 keV. Les courbes obtenues pour la section efficace d'échange de charge ne présentent pas de maximum dans la gamme d'énergie étudiée.

Des comparaisons avec les résultats obtenus par D.R. Sweetman ont pu être faites entre 100 et 250 keV. Un écart de 20 % en moyenne a été observé, ce qui est très acceptable étant donné la précision avec laquelle ces mesures sont faites. Les comparaisons avec les résultats des autres expérimentateurs n'ont pas été faites de manière directe puisque ces derniers n'ont pas isolé les divers phénomènes élémentaires. Les comparaisons ont donc porté sur des valeurs telles que :

$\sigma_1 + 2\,\sigma_2$	section efficace de production de protons.
$\sigma_1 + \sigma_2$	section efficace totale définie par Salpeter.
$\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_{3+4}$	section efficace d'atténuation du faisceau d'ions H_2^+.

Les comparaisons ont en général été bonnes pour les mesures faites dans l'hélium et l'argon. Des différences apparaissent dans le cas de l'hydrogène, nos valeurs sont alors supérieures à celles de C.F. Barnett et inférieures à celles de N.V. Fédorenko (un écart de l'ordre d'un facteur 3 à 5 existe entre ces deux valeurs).

Nous avons ensuite étendu notre méthode au cas de réactions se produisant avec un faisceau d'ions N_1^+. Des mesures de dissociations d'ions H_2^+ ont été faites et les résultats que nous avons obtenus, semblent être les premiers de ce genre. Ils ont montré en particulier que les réactions conduisant à la production de protons sont presque 10 fois plus probables qu'au cours du passage à travers des milieux neutres.

L'ensemble des résultats numériques précités dans cette thèse est destiné à fournir les valeurs des paramètres de construction des futures machines thermonucléaires à injection. On constate en particulier que le courant critique d'injection varie en raison inverse du carré de $\sigma_{H_1^+}$, de telle sorte que l'utilisation d'un faisceau d'ions pour la dissociation des ions H_2^+ entrainera une diminution aprréciable de l'intensité du courant critique, résultat de grande importance pour l'orientation des futurs appareillages visant à la réalisation des machines à fusion contrôlée.

BIBLIOGRAPHIE

[1] J.S. ALLEN - Rev. Scien. Inst. 1947 - 18 - 739.

[2] C.F. BARNETT - 2nd Geneva conf. 32 - 398 (1958) (P/1789 USA).

[3] C.F. BARNETT et al - Rev. Scien. inst. (1954) 25 - 112.

[4] D. BLANC - Détecteurs de particules, compteurs et scintillateurs (Masson et Cie).

[5] BREITENBERGER - Progress in nuclear physics (1955) 4, 56.

[6] H. BRUCK - Théorie et technique des accélérateurs de particules.

[7] D. DEGRAS - Phy. App. Saclay rapport n° 20.

[8] K.K. DAMODARAN - Proc. Roy. Soc. (London) A239-382 (1957).

[9] K.E.A. EFFAT - Proc. Phy. Soc. (London) A65 433 (1952).

[10] N.V. FEDORENKO - Zhur. Tekh. Fiz. 24-769 (1954).

[11] N.V. FEDORENKO et al - JETP 9-267 (1959).

[12] N.V. FEDORENKO et al - JETP 36-385 (1959).

[13] A. GALONSKY et al - Rev. Scient. inst. 1956 27-58.

[14] A.G. GAYDON - Dissociation énergies chapman and Hall (1947).

[15] J. GUIDINI - Comptes Rendus 252 (1961) 2848.

[16] J. GUIDINI - Comptes Rendus 253 (1961) 829.

[17] J. GUIDINI - Proceeding Fifth intern. conf. Munich (1961).

[18] J. GUIDINI - Note CEA n° 255 (oct. 1958).

[19] J. GUIDINI, R. BELNA, G. BRIFFOD, C. MANUS - Comptes rendus 251 (1960) 2496.

[20] J. GUIDINI, G. WATEL - Phy. Appl. Saclay Rapport n° 11.

[21] J. GUIDINI, A. JEUDON, T. SINDA, C. MANUS - Comptes rendus 254 (1962) 3081.

[22] D. HALLIDAY - Introduction à la physique nucléaire DUNOD.

[23] D.P. HAMBLEN - ORNL 3113.

[24] G. HERZBERG - Spectra of diatomic molécules D. Van. Nostrand company inc.

[25] J. LABEYRIE - J. Phy. Rad. Fr. (1956) 17-7 576.

[26] H.W.S. MASSEY et E.H.S. BURHOP - Electronic and ionic impact phenomena OXFORD (1952).

[27] G.A. MORTON - R.C.A. Rev. (1949) 10-4 525.

[28] L.I. PIVOVAR - JETP (USSR) 40 3439 (1961).

[29] ROBSON - Rev. Scient. inst. (1948) 12-19.

[30] E.E. SALPETER - Proc. Phys. Soc. A.63. 1297 (1950).

[31] SHARPE et TAYLOR - Mesure et détection de rayonnements nucléaires (DUNOD).

[32] D.R. SWEETMAN - Proc. Roy. Soc. (London) A. 256. 416 (1960).

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION :

I - Réactions entre atomes molécules et ions..... 5

II - Notion de sections efficaces..... 6

III - Importance des résultats pour la réalisation de machines thermonucléaires..... 6

IV - Vue d'ensemble sur les recherches déjà effectuées..... 7

V - Travail faisant l'objet de cette thèse..... 10

CHAPITRE I :

I - Le détecteur à scintillations..... 13

II - Succession des divers phénomènes physiques..... 14

III - Caractère statistique des hauteurs d'impulsions..... 14

IV - Résultats expérimentaux..... 17

V - Elimination du bruit de fond..... 19

CHAPITRE II :

I - L'ensemble du montage..... 23

II - La définition de $n_o l$..... 26

III - L'influence de la diffusion..... 29

IV - Méthodes de mesures (particules neutres)..... 34

V - Extension de la méthode au cas des réactions entre particules chargées..... 37

CHAPITRE III :

I - Résultats : particules neutres..... 41

II - Résultats : particules chargées..... 46

III - Comparaison avec les résultats des autres expérimentateurs..... 47

IV - Comparaison avec les résultats théoriques..... 50

CONCLUSIONS : 55

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

LA PROPULSION SPATIALE ELECTRIQUE

Vu et approuvé :
Paris, le 25 février 1962
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKI

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

IMP. LOUIS-JEAN – GAP

Dépôt légal n° 166 – 1962